UNIVERSITÉ SAVOIE MONT BLANC

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ SAVOIE MONT BLANC

Spécialité : **Optique et Radiofréquences**

Arrêté ministériel : 25 Mai 2016

Présentée par

Raphaël PEDERIVA

Thèse dirigée par **Jean-François ROUX** et
codirigée par **Philippe ARTILLAN**

préparée au sein du **Laboratoire CROMA**
dans **l'École Doctorale EEATS**

Développement d'un procédé intégré de réflecto-transmissiométrie temporelle térahertz à excitation optoélectronique

Thèse soutenue publiquement le **6 décembre 2024**,
devant le jury composé de :

Mme. Anne VILCOT
Professeur à l'Université Grenoble Alpes, Présidente
M. Vincent LAUR
Professeur à l'Université de Bretagne Occidentale, Rapporteur
M. Emilien PEYTAVIT
Chargé de Recherche HDR à l'IEMN, Rapporteur
Mme. Elodie RICHALOT
Professeur à l'Université Gustave Eiffel, Examinatrice
M. Philippe ARTILLAN
Maître de conférences à l'Université Savoie Mont Blanc, Co-directeur de thèse
M. Jean-François ROUX
Professeur à l'Université Savoie Mont-Blanc, Directeur de thèse

Remerciements

Après ces trois années de thèse je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Jean-François Roux, pour m'avoir donné l'opportunité de découvrir et d'évoluer dans le monde de la recherche et de l'enseignement. Son optimisme a parfois été nécessaire afin de garder le cap tout au long de ces trois années.

Je tiens également à remercier mon co-directeur de thèse, Philippe Artillan pour toutes ces heures de discussion passées à se triturer les méninges pour faire avancer ces travaux malgré les difficultés que nous avons rencontrées.

Mesdames Elodie Richalot, Anne Vilcot et messieurs Vincent Laur et Emilien Peytavit ont accepté de participer à mon jury et ainsi de juger de la qualité de mon travail, je les en remercie vivement. La relecture précise qu'ils ont faite de mon manuscrit m'a permis d'en améliorer certains points et je leur en sais gré.

Je remercie également la directrice du laboratoire IMEP-LAHC, devenu CROMA, Anne Kaminski-Cachopo ainsi que les co-directeurs Elise Ghibaudo et Frédéric Garet pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire sur le site du Bourget du Lac.

Cette thèse est un travail expérimental qui s'est appuyé sur un grand nombre d'expériences mettant elles-mêmes en jeu de nombreux dispositifs et je souhaiterais ici remercier mes différents collègues pour leur aide. Un grand merci donc à Olivier Lavastre du laboratoire pour m'avoir fourni le glycérol dont la caractérisation m'a permis de valider la méthode que j'ai développée. Un grand merci également à mes collègues de l'institut Néel, Clément Geffroy, Thomas Vasselon et Christopher Bauerle, pour la fabrication des dispositifs nécessaires au bon déroulement de ma thèse. Merci également à Pierre Baptiste Vigneron du laboratoire qui a souvent finalisé la mise en boitier ou les connexions des composants optoélectroniques. Je remercie également Fernanda Mendonça Dos Reis, Cédric Bermond, Maxime Bernier, Thierry Lacrevaz, Emilie Hérault ainsi que plus généralement tous les membres du laboratoire et des équipes PHOTO et DHREAMS pour leur aide et les diverses discussions très enrichissantes qui m'ont permis d'avancer tout au long de ma thèse.

Merci à mes collègues doctorants, post-doctorants ou stagiaires et particulièrement à Cyril pour m'avoir donné la motivation de me lancer dans cette aventure et Edouard dont le pragmatisme permet de tout relativiser très facilement ! Un petit mot également pour Kevin qui m'a redonné goût au footing ! Un grand merci aussi à Dongwei, Quyang, Ferial, Achille, Dorian, Anthony et Younes.

Parce que la vie ne se déroule pas qu'au laboratoire, j'adresse également un grand merci à Christopher, Mathias et Thibaut, les piliers (de bar) inébranlables toujours présents pour se changer les idées et à tous les copains de baby, Xavier, Maxence, Thibaut, Thomas, Cédric, Simon et Maxime. Merci également à mes amis motards et fans de mécanique, Nicolas et Adrien, pour ces différents *roadtrips* que l'on a eu l'occasion de faire et qui ont représenté de vraies bouffées d'air frais qui m'ont aussi permis de relâcher la pression et de prendre du recul. Merci à Gef, mon colocataire un peu fou, pour avoir su me changer les idées et mettre un peu de folie dans ces trois années.

Un grand merci à ma famille et plus particulièrement à mes parents, à mon frère et à ma sœur qui, malgré le fait que j'ai abandonné l'idée de leur expliquer ce qui m'a occupé pendant ces trois années, ont toujours été présents pour moi.

Pour conclure, je souhaite remercier mes compagnons à quatre pattes, présent ou parti trop tôt, Nala et Scar. Votre affection, certes très dirigée par l'obtention de récompense éventuelle, reste tout de même un grand plaisir.

Table des matières

Introduction générale 9
I Méthodes de caractérisation de l'indice de réfraction 11
I.1 Les méthodes de caractérisation de matériau, des basses fréquences aux térahertz 11
I.1.1 Des basses fréquences aux micro-ondes 11
I.1.2 Des micro-ondes aux térahertz 13
I.1.3 Bilan des méthodes de caractérisation de matériau 15
I.2 La spectroscopie térahertz dans le domaine temporel (THz-TDS) 16
I.2.1 La THz-TDS en espace libre pour la caractérisation de l'indice de réfraction de matériau 16
I.2.2 La THz-TDS en configuration guidée 18
I.3 Conclusion et positionnement des travaux 20
II Briques de base : des composants au système 23
II.1 La génération et la détection de signaux THz par voie optoélectronique 23
II.1.1 Le laser et la génération d'impulsions femtosecondes 23
II.1.2 Le GaAs épitaxié à basse température : un matériau semiconducteur pour l'optoélectronique rapide 25
II.1.3 Le photocommutateur comme générateur et détecteur THz 27
II.1.4 Mesure de signaux THz en temps équivalent 30
II.2 Les guides d'onde intégrés pour la propagation d'un signal THz 33
II.2.1 Les différentes structures de lignes de transmissions 33
II.2.2 Les propriétés importantes des lignes de transmission CPW 35
II.3 Système de mesure THz-TDT 36
II.3.1 Système de mesure complet 36
II.3.2 Les différentes architectures du dispositif de mesure 37
II.4 Conclusion 40
III Méthode d'extraction de l'indice de réfraction de matériau 41
III.1 Modèle électrique du système de mesure 41
III.2 Rappel sur la notion de permittivité diélectrique, d'indice de réfraction et de la propagation d'un signal dans un matériau 42
III.3 Rappel sur la théorie de la propagation dans les lignes de transmissions 45
III.3.1 L'équation des télégraphistes 45
III.3.2 Relations aux ports (ou terminaisons) d'une ligne de transmission 49

III.4 Développement d'un outil de simulation pour la génération de mesures synthétiques et la validation de la méthode d'extraction 52
III.4.1 Etape 1 : simulation électromagnétique des lignes de transmission 52
III.4.2 Etape 2 : simulation électrique temporelle du système de mesure 54
III.4.3 Etape 3 : calcul du signal en temps équivalent 61
III.5 Description de la procédure d'extraction de l'indice de réfraction complexe d'un matériau sous test 62
III.5.1 Différentes configurations de mesure 62
III.5.2 Procédure d'extraction générique à toutes les configurations de mesure 64
III.5.3 Expression de $\boldsymbol{H}$ dans le cas de mesure en transmission 71
III.5.4 Expression de $\boldsymbol{H}$ dans le cas de mesures en réflexion 75
III.6 Prise en compte de l'échantillonnage en temps équivalent 80
III.6.1 Effet de l'échantillonnage 81
III.6.2 Effet de la mesure et lien entre l'amplitude de l'onde de tension et le signal mesuré 85
III.6.3 Validation de l'utilisation des signaux en temps équivalent pour la méthode d'extraction 86
III.7 Domaine de validité de la méthode d'extraction de l'indice de réfraction 87
IV Choix de conception 89
IV.1 Design du photocommutateur et conditions d'utilisation 89
IV.1.1 Evolution de la réponse du PC en fonction de sa géométrie 89
IV.1.2 Evolution de la réponse du PC en fonction de la tension de polarisation 93
IV.1.3 Evolution de la réponse du PC en fonction de la puissance optique d'éclairement 94
IV.1.4 Conditions optimales d'utilisation des photocommutateurs 95
IV.2 Dimensionnement de la géométrie transverse des guides d'onde CPW et impact des discontinuités sur la propagation du signal 96
IV.2.1 Dimensions transverses 96
IV.2.2 Etude des courbures dans les lignes CPW 100
IV.3 Dimension du MUT et valeur d'indice mesurable 102
IV.3.1 Dimensions transverses du matériau (hauteur/largeur) 102
IV.3.2 Longueur du matériau et gamme d'indice de réfraction 103
IV.4 Conclusion 111
V Application expérimentale 113
V.1 Le banc de mesure 113

V.1.1 Description du banc de mesure 113
V.1.2 Instrumentation du banc de mesure 116
V.1.3 Optimisation du banc de mesure 118
V.2 Le dispositif de mesure 121
V.2.1 Description du dispositif de mesure 121
V.2.2 Caractérisation électrique statique préliminaire des photocommutateurs 122
V.2.3 Mesure des propriétés de la ligne de transmission CPW et ajustement du modèle numérique 123
V.2.4 Impact de l'excitation laser sur la génération de modes parasites 124
V.2.5 Gigue temporelle du banc de mesure 130
V.3 Caractérisation de l'indice de réfraction de gouttelettes de glycérol via la méthode THz-TDT 131
V.3.1 Mesure THz-TDR/TDT du dispositif de mesure sans matériau 132
V.3.2 Mesure THz-TDR/TDT sur dispositif de mesure chargé par une gouttelette de glycérol 134
V.4 Caractérisation du glycérol sur d'autres gammes de fréquence 142
V.4.1 Mesure de l'indice de réfraction du glycérol à l'aide d'un VNA 142
V.4.2 Mesure de l'indice de réfraction du glycérol par THz-TDS 144
V.4.3 Comparaison des résultats et validation de la méthode d'extraction 146
V.5 Conclusion et discussion sur les limites de notre approche 147
Conclusion générale et perspectives 149
Bibliographie 151
Annexes 161
A. Méthode de caractérisation de matériau en spectroscopie THz-TDS 161
B. Méthode de mesure au couteau de la taille d'un faisceau laser 163
C. Détail du process 165
D. Layout destiné à la caractérisation de résine et de conducteur 167
E. Liste des publications et communications orales 169

Introduction générale

La caractérisation des propriétés diélectriques des matériaux est un domaine de recherche fondamental, motivé par la nécessité croissante de concevoir des dispositifs plus performants et efficaces dans de nombreuses applications technologiques. L'indice de réfraction (ou, de manière équivalente pour les matériaux non magnétique, la permittivité diélectrique) décrit la capacité d'un matériau à se polariser en réponse à un champ électrique externe et joue un rôle central dans la détermination du comportement électromagnétique des matériaux. Il influence directement la propagation des ondes électromagnétiques, les pertes énergétiques, et les performances des systèmes dans lesquels ces matériaux sont utilisés. Par exemple, dans le domaine des radiofréquences, la connaissance précise de ce paramètre est cruciale pour la conception, la simulation et l'optimisation des dispositifs électroniques tels que les antennes, les filtres ou encore les circuits intégrés.

Au sein du laboratoire CROMA (anciennement IMEP-LAHC), il existe deux équipes dont certaines thématiques de recherche portent sur la mesure de ce paramètre. L'équipe DHREAMS se concentre sur la caractérisation radiofréquences (c.-à-d. de quelques mégahertz à une centaines de gigahertz) des matériaux, qu'ils soient massifs ou intégrés par exemple sous forme de film mince. Les applications visées vont du packaging à la réalisation de composants intégrés comme des capacités ou des inductances pour la microélectronique. Les méthodes de mesure réalisées dans cette équipe sont principalement basées sur l'utilisation d'appareils de mesure fréquentielle tels que les analyseurs de réseaux vectoriels (VNA), bien que l'équipe ait aussi développé par le passé une approche temporelle utilisant un réflectomètre temporel (TDR). D'un autre côté, l'équipe PHOTO possède une compétence historique dans la caractérisation de l'indice de réfraction de matériaux testés en espace libre dans la gamme des fréquences térahertz. La technique de mesure qui a été développée dans cette équipe se base sur l'utilisation d'un laser impulsionnel et de composants optoélectroniques rapides pour la génération et la détection d'impulsions électromagnétiques picosecondes. Cette approche, permet la caractérisation de matériaux de quelques centaines de gigahertz jusqu'à quelques térahertz. Cependant, la taille et la forme des matériaux mesurables sont limitées par la taille minimale du faisceau THz elle-même limitée par la limite de diffraction.

Mon travail de thèse s'inscrit ainsi dans la continuité des travaux de ces deux équipes et essaye de répondre à deux besoins : la caractérisation sur une bande de fréquence intermédiaire et la caractérisation de matériau de faible volume. L'objectif est donc de développer une méthode de caractérisation de l'indice de réfraction de matériau simple à mettre en œuvre sur une bande de fréquence intermédiaire (quelques dizaines de gigahertz à quelques centaines de gigahertz) et permettant la mesure d'échantillons en couches minces, ou de faibles volumes, solides comme liquides. Comme nous le verrons dans le chapitre I, nous nous sommes inspirés pour cela des travaux historiques de D. Auston qui, le premier, a conçu un dispositif THz intégré, composé d'un générateur et d'un détecteur optoélectroniques reliés par une ligne de transmission. A partir de cette architecture, nous avons conçu des dispositifs dédiés à la caractérisation d'échantillons déposés sur la ligne de transmission. Ces dispositifs ont été fabriqués à l'institut Néel à Grenoble dans le cadre d'une collaboration dans laquelle les composants THz sont utilisés pour l'électronique quantique et notamment pour l'excitation de gaz

d'électrons à deux dimensions. Par rapport aux travaux existants dans le domaine de la spectroscopie THz sur puce (*on-chip*) tels que développés à l'Université de Leeds, nous nous sommes attachés à mettre en œuvre une technique généralisée d'extraction de la constante diélectrique des matériaux à partir de mesures réalisées dans le domaine temporel.

Ce manuscrit est composé de 5 chapitres. Le premier d'entre eux (I) présente les différentes méthodes de caractérisation permettant la mesure de l'indice de réfraction d'un matériau, des basses fréquences jusqu'au THz. Une revue d'ensemble de ces techniques est proposée et les spécificités de chacune d'entre elles sont détaillées. Enfin, un positionnement plus précis des recherches qui ont été conduites dans le cadre de cette thèse vis-à-vis des travaux présents dans la littérature est présenté.

Le chapitre II introduit les différentes briques de base qui composent le système de mesure qui est utilisé dans ces travaux. De plus, la façon dont ces dernières sont assemblées entre elles pour composer le système de mesure est précisé. Ainsi, nous présenterons le principe de la génération d'impulsions picosecondes par excitation optoélectronique et la manière dont ces dernières sont guidées et sont mesurées.

Le chapitre III présente quant à lui la méthode d'extraction de l'indice de réfraction d'un matériau qui a été mise en œuvre. Ainsi, dans un premier temps, quelques notions fondamentales pour la bonne compréhension de la méthode de mesure sont rappelées, puis, dans un second temps, la méthode d'extraction est détaillée puis est validée grâce à l'utilisation d'une simulation numérique complète du système de mesure.

Le chapitre IV propose une étude plus approfondie de certains aspects du système de mesure afin d'en optimiser les performances et d'en comprendre les limites. Dans un premier temps, une attention est portée sur l'étude des conditions les plus favorables d'excitation des générateurs THz. Dans un second temps, l'impact du dimensionnement des structures guidant le signal est étudié, et, finalement, les limites du banc de mesure en termes de gamme d'indice de réfraction complexe mesurable et de dimension de matériau sont présentées.

Enfin, le chapitre V présente la mise en œuvre expérimentale du système de mesure et de la méthode de caractérisation proposée en mesurant l'indice de réfraction complexe de gouttelettes de glycérol. Le fonctionnement du banc de mesure ainsi que les différentes problématiques inhérentes à la mise en œuvre expérimentale sont présentés. Enfin, les résultats obtenus avec le système de mesure qui a été développé sont comparés avec la mesure du même matériau sur d'autre gammes de fréquences à l'aide d'appareils commerciaux (VNA et spectromètre THz).

Une conclusion générale sur ces travaux ainsi que cinq annexes terminent ce manuscrit de thèse.

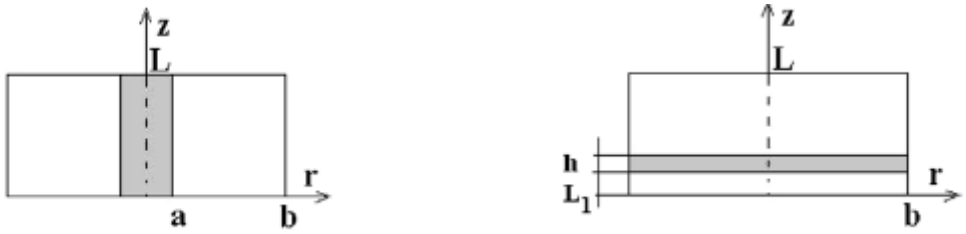
I Méthodes de caractérisation de l'indice de réfraction

Pour caractériser les propriétés diélectriques d'un matériau, différentes méthodes ont été développées au fil des années. Afin de bien comprendre dans quel contexte s'inscrivent nos travaux nous allons, dans ce chapitre, faire un bref tour d'horizon des différentes approches, chacune offrant leurs propres avantages et limitations en termes de précision, de bande de fréquence accessible et de taille de matériau mesurable. Nous préciserons ainsi dans quelle famille se place la méthode que nous allons développer tout au long de ce manuscrit.

I.1 Les méthodes de caractérisation de matériau, des basses fréquences aux térahertz

I.1.1 Des basses fréquences aux micro-ondes

Depuis les années 1940, la caractérisation de la permittivité (ou de manière équivalente pour des matériaux non magnétiques, l'indice de réfraction) est possible via l'utilisation de résonateurs ou de cavités résonantes [1]. Il s'agit généralement d'une cuve dans laquelle est placé un matériau à caractériser (cf. Figure I.1) et où est injecté un signal radiofréquences. Il existe une multitude de variantes qui proposent d'insérer un matériau dans une cavité [2], de déposer un matériau sur une structure de type filtre [3] ou encore d'utiliser directement le matériau comme élément résonant [4]. Le signal d'excitation est généré électroniquement et peut aller de quelques MHz à une centaine de GHz [5]. Ces structures étant parfaitement connues (modèle analytique ou simulation numérique), il est possible de déduire, depuis la mesure de leurs fréquences de résonance, les propriétés diélectriques du matériau sous test (*Material Under Test* ou MUT en anglais). Il est ainsi possible de caractériser des solides comme des liquides [6] de toutes dimensions et ce de manière reproductible sans nécessiter de calibration complexe. Cette famille de techniques est réputée pour sa très bonne précision et est très adaptée à la mesure de matériau présentant de très faibles pertes [7]. Elle ne permet cependant pas la mesure de la permittivité sur une large bande de fréquence mais uniquement en un seul point en fréquence, où, au mieux sur la plage fréquentielle de résonance.



(a) (b)

Figure I.1 – Cavités cylindriques contenant une tige (a) ou un disque (b) du matériau à caractériser (figure tirée de [4]).

Avec l'avancée technologique des sources radiofréquences, une nouvelle famille de méthodes de caractérisation est apparue basée sur l'utilisation d'un VNA (*Vector Network Analyzer* ou Analyseur de réseau vectoriel en français). Cet appareil permet de générer et de mesurer des signaux en régime

harmonique sur une très large bande de fréquence (de quelques MHz jusqu'à une centaine de GHz) avec une très bonne résolution et permet, contrairement à l'analyseur scalaire, de mesurer simultanément l'amplitude et la phase relatives des signaux réfléchis ou transmis par un dispositif (les paramètres S [8]). Le signal peut ainsi être injecté sur différents dispositifs, rayonnants ou intégrés, ouvrant la voie à une multitude de méthodes de caractérisation différentes. Nous trouvons notamment des techniques basées sur l'utilisation d'une sonde coaxiale [9], d'un guide d'onde [10], d'une ligne de transmission intégrée [11] (comme illustré sur la Figure I.2) ou encore en espace libre via l'utilisation d'antennes [12] permettant la caractérisation de tout type de matériau et de volume (massif [13] comme nano-volumique [14]). Toutes ces techniques utilisent un modèle analytique ou numérique de la structure pour, depuis la mesure des paramètres S, retrouver l'indice de réfraction du matériau sous test.

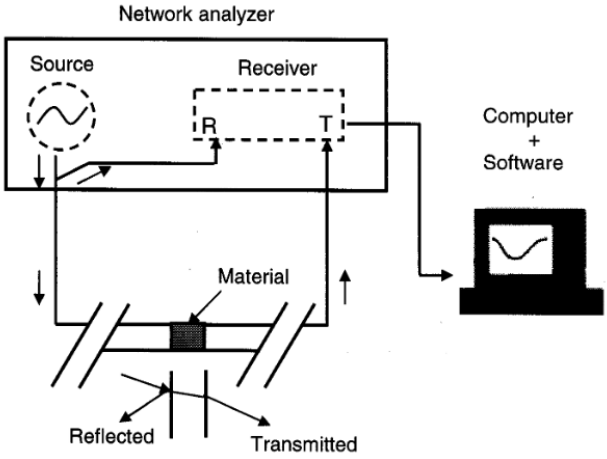


Figure I.2 – Caractérisation de matériau via l'utilisation d'un VNA sur une ligne de transmission intégrée (figure tirée de [15]).

Les méthodes fréquentielles ainsi mises en œuvre sont très précises et permettent une caractérisation large bande mais peuvent se révéler délicates expérimentalement du fait notamment du processus de calibration, parfois complexe, nécessaire avant de procéder aux mesures [16]. Ainsi, une alternative aux méthodes de caractérisation harmonique, basée sur l'utilisation de source impulsionnelles, permet la caractérisation large bande de matériaux dans le domaine temporel, au prix d'une résolution fréquentielle réduite. Cette approche est rendue possible par l'utilisation de TDR-T (*Time Domain Reflectometer-Transmissometer*) permettant de générer des fronts ou des impulsions très brèves de l'ordre de la dizaines de picosecondes [17]. Ces appareils étaient utilisés historiquement pour la caractérisation des discontinuités dans les lignes de transmission [18] et permettaient d'identifier les défauts dans les lignes et même d'en déterminer la position, facilitant ainsi la maintenance des réseaux électriques et de télécommunications. Ces outils ont par la suite été détournés et utilisés notamment pour la caractérisation de composants électroniques et de matériaux [19], [20], [21], que ce soit sur des dispositifs intégrés, comme illustré sur la Figure I.3, ou en espace libre [16].

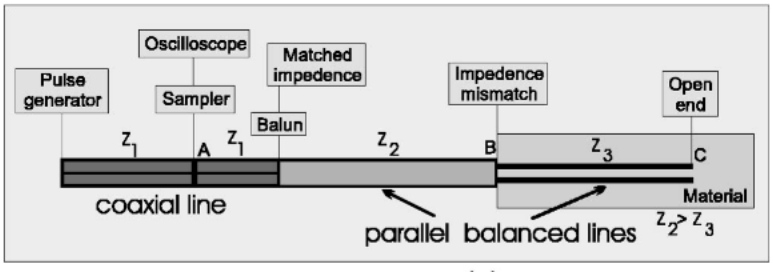


Figure I.3 –Mesure de matériau intégré via l'utilisation d'un TDR (figure tirée de [20]).

I.1.2 Des micro-ondes aux térahertz

Les sources électroniques temporelles ne permettent pas de générer des impulsions suffisamment brèves pour permettre d'atteindre les fréquences THz. En revanche, les sources harmoniques (VNA) peuvent atteindre ces fréquences grâce à l'utilisation de multiplicateurs de fréquence. Cependant, ces mesures sont contraintes par les guides d'ondes permettant d'acheminer le signal jusqu'au matériau sous test et sont ainsi limitées en bande de fréquence accessible [22], chaque mesure nécessitant des guides d'onde spécifiques. Dans les années 1990, avec l'avènement conjoint du photocommutateur rapide [23] et des lasers impulsionnels femtosecondes (et notamment le laser titane-saphir) [24], la voie vers les fréquences THz a été ouverte, permettant de générer des signaux THz impulsionnels directement rayonnés en espace libre (ou au plus proche du matériau à caractériser). Une autre approche qui consiste à utiliser une paire de laser continus décalés en fréquence (longueur d'onde), permet aussi, grâce aux photocommutateurs rapides, de générer par voie optoélectronique des signaux THz dits « continus » ou encore « fréquentiels ». Ainsi, de manière analogue au domaine des radiofréquences, ces sources optoélectroniques ont été utilisées avec des résonateurs ou des structures résonantes pour permettre la caractérisation dans la gamme THz en un point en fréquence [25], [26], [27]. Cette approche résonante ne permettant pas de caractériser un matériau sur une large bande, d'autre approches ont été développées de manière très analogue aux micro-ondes :

- la spectroscopie THz fréquentielle (THz-FDS = *Térahertz Frequency Domain Spectroscopy*),
- la spectroscopie THz temporelle (THz-TDS = *Térahertz Time Domain Spectroscopy*).

La THz-FDS se base, comme représenté sur la Figure I.4, sur l'utilisation du principe de battement de fréquence entre deux laser continus. Les sorties des deux lasers, de longueurs d'ondes proches, sont couplées avec des fibres optiques puis mélangées afin d'obtenir le battement de fréquence. Le signal optique est ensuite guidé afin de permettre l'excitation d'un générateur THz qui convertit le battement du signal optique en signal THz. Ce signal THz se propage en espace libre puis est guidé et focalisé sur le matériau à caractériser. Enfin, il est mesuré par un détecteur THz, lui aussi excité par le signal laser dans une configuration proche d'une détection homodyne. En accordant la longueur d'onde des lasers, cette approche permet la génération de signaux de 50 GHz à quelques THz [28] et elle a le grand avantage de présenter une très bonne résolution fréquentielle (quelques MHz). Cependant, le traitement des données nécessaire à l'utilisation de cette méthode de caractérisation est complexifié, notamment par la présence d'ondes stationnaires qu'il convient de prendre en compte correctement. A notre connaissance, cette technique a été exclusivement dédiée à la caractérisation de matériau en espace libre, ce qui limite de fait la forme et la taille des matériaux mesurables. En effet, hormis pour les techniques de microscopie THz, il est impossible de focaliser un faisceau THz en dessous de sa longueur d'onde,

et on obtient typiquement un spot dont le diamètre varie de quelques centaines de microns à quelques millimètres selon la fréquence considérée.

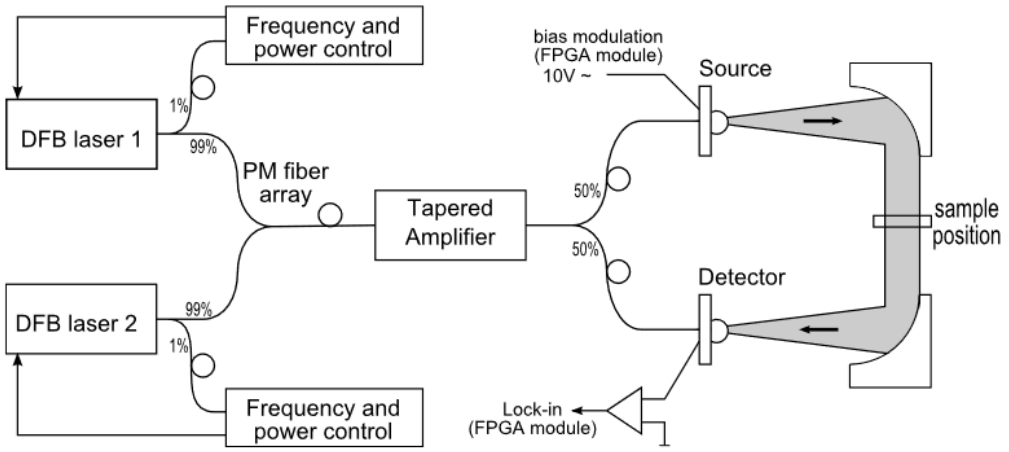


Figure I.4 – Schéma de principe d'un banc de mesure THz-FDS (figure tirée de [29]).

Enfin, la dernière famille de méthodes que nous allons présenter est la THz-TDS (spectroscopie THz résolue en temps). Il s'agit d'une méthode de caractérisation de matériau très large bande (de 100 GHz à quelques THz) développée depuis les années 80 et basée sur l'utilisation de signaux THz impulsionnels obtenus et détectés à l'aide d'un laser impulsionnel et d'une source optoélectronique telle que l'antenne photoconductrice [30]. Il existe d'autre sources de rayonnement THz et de détecteur THz, basés sur les effets d'optique non linéaire tel que la génération par différence de fréquence [31] ou des effets électro-optique [32], mais nous ne traiterons pas ces méthodes dans ce manuscrit. Comme visible sur la Figure I.5, le faisceau issu du laser impulsionnel femtoseconde est utilisé afin d'exciter une antenne photoconductrice qui convertit les impulsions optiques en impulsions THz. Ces impulsions vont se propager en espace libre et sont guidées, via l'utilisation de miroirs et de lentilles, sur le matériau à mesurer puis vont le traverser (ou se réfléchir dessus). Elles sont ensuite mesurées à l'aide d'une seconde antenne photoconductrice excitée par un second faisceau laser dérivé du premier mais dont le chemin optique a été allongé à l'aide d'une ligne à retard (*delay line*). Ce rallongement du chemin optique qui est contrôlable mécaniquement avec une précision équivalente à 1 femtoseconde, permet de procéder à une mesure du signal en temps équivalent en retardant temporellement plus ou moins l'impulsion permettant l'échantillonnage du signal. En comparaison à la technique fréquentielle, cette approche est relativement simple à mettre en œuvre tout comme le traitement des données associées, et ce notamment car les effets d'ondes stationnaires peuvent être, dans beaucoup de cas, facilement résolus par un traitement simple des signaux détectés comme nous le verrons. De plus, cette méthode n'est pas limitée à l'espace libre et a été appliquée pour différentes configurations, notamment intégrées, mais nous reviendrons sur ce point par la suite.

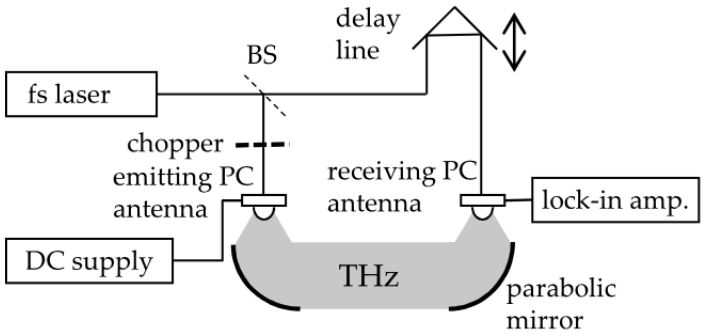


Figure I.5 – Schéma de principe d'un banc de mesure THz-TDS (figure tirée de [33]).

I.1.3 Bilan des méthodes de caractérisation de matériau

En conclusion, le Tableau I.1 résume les différentes familles de méthodes de caractérisation de matériau que nous avons présentées :

	Résonateur	**TDR/T**	**VNA**	**THz-TDS**	**THz-FDS**
Source du signal	Electronique ou opto-électronique	Electronique	Electronique	Opto-électronique	Opto-électronique
Type d'approche	-	Temporelle	Fréquentielle	Temporelle	Fréquentielle
Gamme de fréquence	1MHz ~1THz	1~70GHz	1~300GHz	200GHz ~10THz	50GHz ~4THz
Largeur spectrale	Un seul point	Large bande en une seule mesure	Large bande par morceau	Large bande en une seule mesure	Large bande
Résolution fréquentielle	-	Variable	~ MHz	~ GHz	~ MHz
Taille de matériau	Grand à faible	Grand à faible	Grand à faible	Grand à moyen	Grand à moyen
Complexité de mise en œuvre	+	+	++	++	+++

Tableau I.1 – Synthèse des méthodes de caractérisation de matériau des basses fréquences aux fréquences THz.

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent ainsi dans les méthodes de caractérisation temporelles basées sur la génération et la mesure d'impulsions. La génération et la détection des signaux se fait grâce à l'utilisation de photocommutateurs, ce qui rattache plus spécifiquement notre approche aux méthodes optoélectroniques et particulièrement à la THz-TDS. Il convient ainsi de s'attarder plus longuement sur cette méthode de caractérisation de matériau afin de comprendre les spécificités des travaux que nous allons présenter.

I.2 La spectroscopie térahertz dans le domaine temporel (THz-TDS)

I.2.1 La THz-TDS en espace libre pour la caractérisation de l'indice de réfraction de matériau

La caractérisation de l'indice de réfraction complexe d'un matériau sous test se fait via une approche différentielle où deux mesures sont effectuées, avec et sans matériau. Il est possible de mesurer le signal réfléchi ou transmis sur l'échantillon mais nous ne nous attarderons pas ici sur le cas de la mesure en réflexion, les deux approches étant similaires dans le principe. La Figure I.6 présente le schéma de principe d'une mesure THz-TDS en transmission. Une première mesure, dite de « référence » est effectuée sans le matériau puis une seconde mesure est faite avec le matériau sous test.

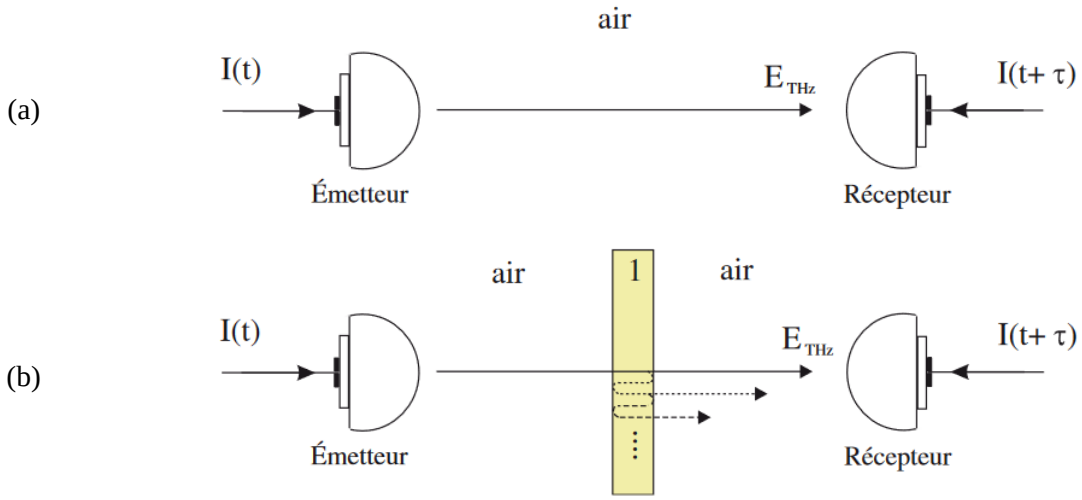


Figure I.6 – Schéma de principe d'une mesure de spectroscopie THz pour une mesure de référence (a) et une mesure de matériau (b) (figure tirée de [34]).

Nous obtenons ainsi deux mesures temporelles, comme illustré sur la Figure I.7, avec en rouge le signal issu d'une mesure de référence et en bleu le signal issu d'une mesure d'un échantillon sous test (ici, un wafer de GaAs de 500 µm d'épaisseur). Le signal de référence est constitué d'une seule impulsion, tandis que le signal issu de la mesure de l'échantillon présente 2 échos visibles. Le premier pic correspond au signal directement transmis par l'échantillon alors que les échos correspondent aux réflexions internes au matériau, aux interfaces (dues au changement de milieu et donc d'indice) que rencontre l'onde THz qui se propage (effet Fabry-Pérot). Outre les réflexions engendrées, nous pouvons clairement voir l'impact de la propagation du signal au sein du GaAs, l'impulsion transmise étant fortement atténuée et retardée.

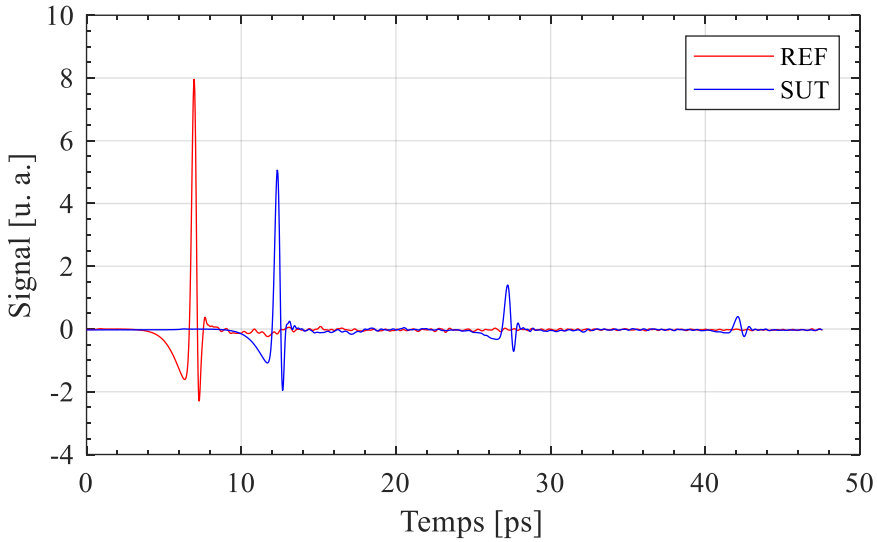


Figure I.7 – Impulsion THz de référence (en rouge) et transmise (en bleu) par un échantillon de GaAs de 500µm d'épaisseur (SUT = Sample Under Test).

Pour procéder à l'extraction de l'indice de réfraction du matériau sous test, il faut calculer le ratio des transformées de Fourier de ces deux signaux ($T_{exp}(\omega) = SUT/REF$) que nous comparons à une expression théorique $T_{th}(\omega)$. Pour établir cette expression théorique, nous devons établir les expressions liant les signaux générés au niveau des PCs de génération et les signaux mesurés au niveau des PCs de détection pour les mesures de référence et de l'échantillon. Le détail de la détermination de cette fonction est présenté dans l'annexe A. T_{th} s'exprime comme :

$$T_{th}(\omega) = \frac{4\, n_{sut}\, n_{air}}{(n_{sut} + n_{air})^2} \mathrm{e}^{-j(n_{sut}-n_{air})\frac{\omega l}{c}} FP(\omega) \qquad \text{I.1}$$

avec n_{sut} et n_{air} les indices de réfraction complexe du matériau et de l'air ($n_{air} = 1$). Ainsi, en procédant à une optimisation sur une fonction d'erreur liant la mesure T_{exp} et l'expression théorique T_{th}, il est possible de retrouver, pour chaque point en fréquence, la valeur de l'indice de réfraction du matériau sous test [35]. L'extraction de l'indice de réfraction associé à la mesure de la Figure I.7 est présentée sur la Figure I.8 avec $n = n' - j\kappa$ et $\alpha = 2\left[\kappa\left(\frac{2\pi f}{c}\right)\right]$.

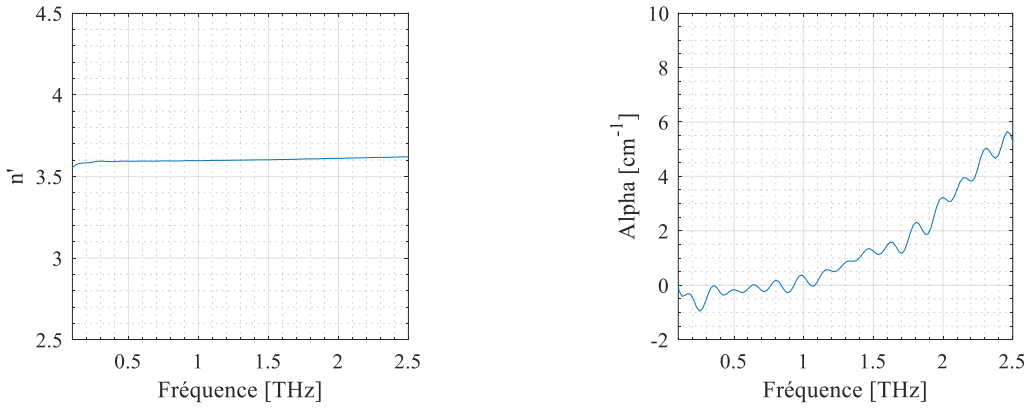


Figure I.8 – Indice de réfraction complexe du GaAs mesuré via la THz-TDS

Elle a été réalisée en ne tenant compte que du signal principal (les échos ne sont pas pris en compte et ont été fenêtrés). L'indice de réfraction a été extrait de 200 GHz à 2.5 THz. La partie réelle de n est constante sur cette plage de fréquence et vaut 3.59 ce qui est très proche de la valeur attendue. Les pertes sont assez faibles avec α à 6 cm^{-1} à 2.5 THz, nous remarquons d'ailleurs que pour les fréquences inférieures à 1 THz, la valeur du coefficient d'absorption extraite est négative, ce qui n'a pas de sens physique mais traduit le fait que, dans cette gamme de fréquences, les pertes par absorption dans cet échantillon sont trop faibles pour que l'extraction soit correcte. Il faudrait prévoir un échantillon plus épais dédié à la caractérisation aux fréquences sub-THz.

I.2.2 La THz-TDS en configuration guidée

La spectroscopie THz-TDS est très adaptée pour la caractérisation de matériau massif et pour des échantillons dont la largeur est de l'ordre du centimètre (et l'épaisseur de quelques centaines de micromètres) mais peine à mesurer des matériaux en couches minces ou de faibles dimensions. L'interaction réduite entre le champ THz et le matériau limite l'impact de ce dernier sur le signal ce qui rend difficile, voire impossible, de distinguer le signal de référence du signal issu de la mesure du matériau sous test. De plus, comme évoqué précédemment, il est impossible de focaliser les faisceaux THz en dessous de quelques millimètres (limite de diffraction pour les « basses » fréquences), limitant par conséquence la taille des échantillons mesurables. De nombreuses approches ont été développées afin de palier à ce problème proposant des variantes à la THz-TDS classique [36]. Nous pouvons citer par exemple la THz Time Domain Interferometry [37], la THz-TDS différentielle [38] ou encore la THz-TDS goniométrique [39].

D'autres approches proposent de coupler l'onde THz dans un guide d'onde sur ou dans lequel est déposé le matériau sous test afin d'augmenter la longueur d'interaction entre le matériau et le signal. De nombreux guides d'onde THz existent tels que les guides d'ondes rectangulaire [40], les lignes de Sommerfeld [41], [42], les lignes de Goubau [43] ou encore les guides d'ondes à plaques parallèles [44] tel qu'illustré sur la Figure I.9. Ces derniers ont notamment été utilisés pour la caractérisation de matière dangereuse [45] et d'une couche nanométrique d'eau [46].

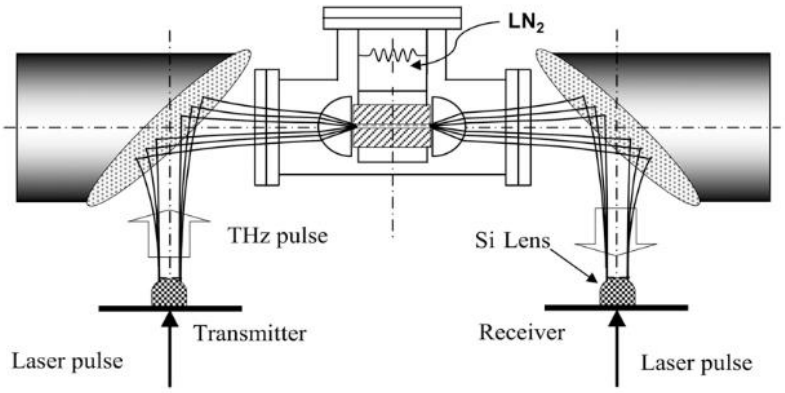
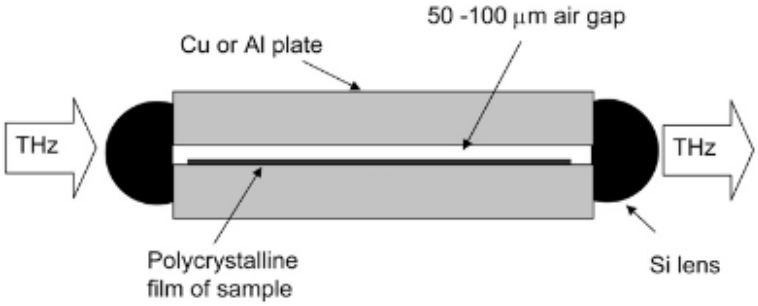


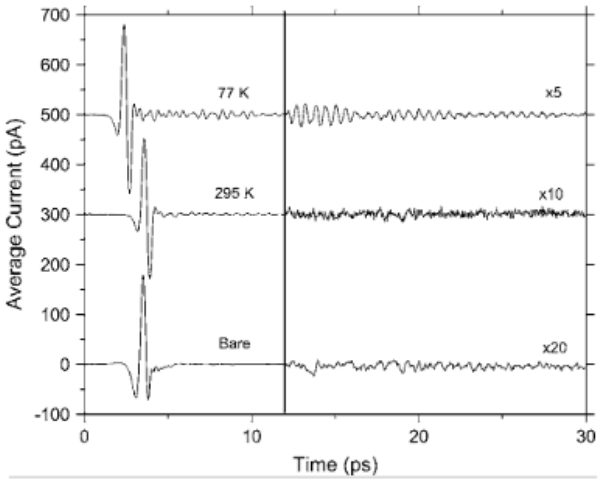
Figure I.9 – Configuration de mesure THz-TDS couplée dans un guide d'onde à plaques parallèles pour la mesure de couche mince (figure tirée de [47]).

Le faisceau THz est guidé et focalisé à l'aide de miroirs paraboliques dans le guide d'onde. Celui-ci est constitué de deux plaques métalliques faites de cuivre ou d'aluminium écartées de 50 à 100µm. Le matériau à caractériser est ensuite déposé en couche mince sur l'une des deux plaques (cf. Figure I.10-

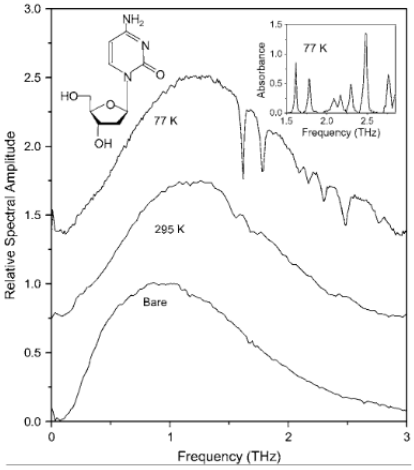
a). Enfin, pour coupler l'onde dans le guide, des lentilles de silicium ont été collées de part et d'autre de celui-ci.

(a)





(b)



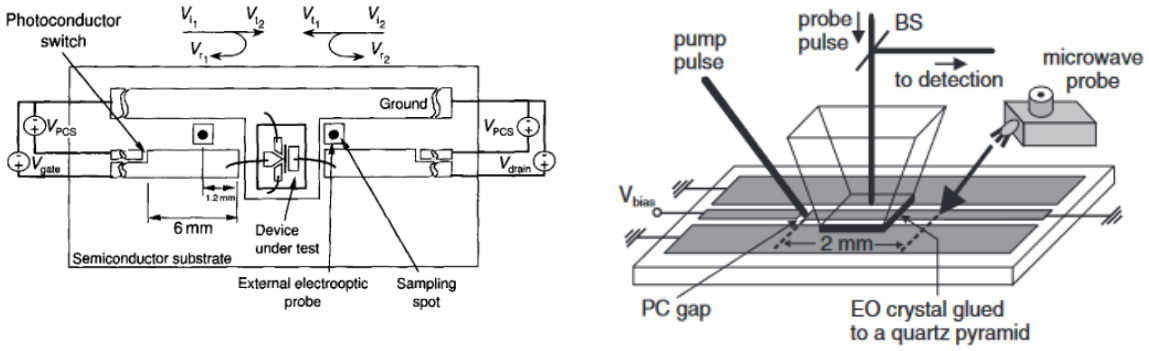
(c)

Figure I.10 – Guide d'onde à plaques parallèles dans lequel est couplée l'onde THz (a). Les résultats de mesure pour de la deoxycytidine (b) et les spectres associés (c) (figures tirées de [47]).

A notre connaissance, l'extraction de l'indice de réfraction d'un matériau via l'utilisation d'un guide d'onde n'a été rapportée qu'une seule fois [46] et les études menées se limitent à l'analyse des transformées de Fourier des signaux mesurées afin, par exemple, d'observer les différentes raies d'absorption du matériau comme présenté sur les Figure I.10-b et Figure I.10-c. Il semble toutefois possible, à la condition de pouvoir modéliser la propagation du signal dans ces guides d'onde, de remonter à l'indice de réfraction du matériau par une approche similaire à celle de l'espace libre.

Les méthodes de mesure en configuration guidée, avec un couplage du signal depuis l'espace libre, ont ouvert la voie à la caractérisation de couches minces. Cependant, la caractérisation de matériau de faibles dimensions reste difficilement adressable par ces approches. Dans cette perspective, l'utilisation de guides d'ondes intégrés se révèle particulièrement pertinente. Sur ces dispositifs, afin de s'affranchir des pertes liées au couplage, les signaux THz peuvent être générés directement *on-chip*. Ainsi, de nombreux travaux ont porté sur l'intégration des méthodes de génération et de détection de signaux THz associés à des lignes de transmission au sein d'un dispositif intégré.

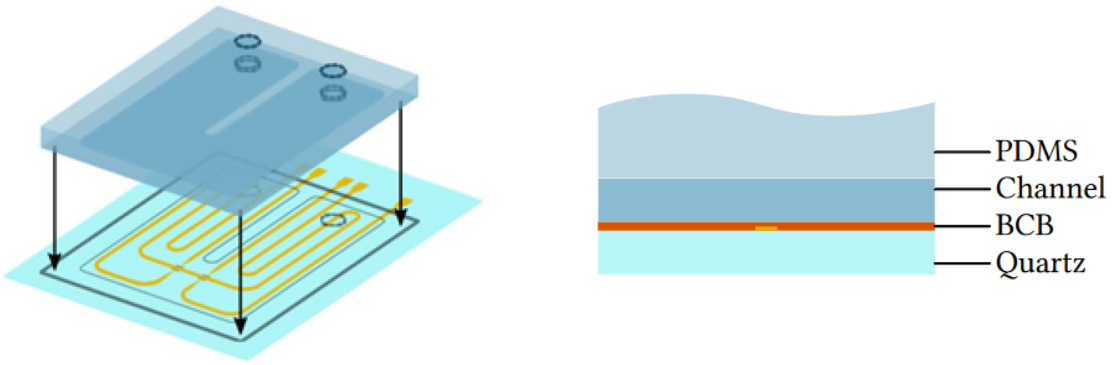
Dans les années 80, une première vague de travaux, basés sur l'utilisation d'un cristal électrooptique (EO) pour la détection du signal a ouvert la voie à la caractérisation de composants électroniques tels que des transistors [48], [49] (cf. Figure I.11-a) et, plus récemment, des sondes radiofréquences [50] comme illustré sur la Figure I.11-b.



(a) (b)

Figure I.11 – Système de mesure intégré comportant un générateur et un détecteur THz pour la caractérisation de composant électronique tel qu'un transistor (a) et une pointe RF (b) (figures tirées de [32] et [51]).

D'autre travaux, basés sur de la détection du signal THz grâce à des photocommutateurs, ont également été rapportés pour de la recherche sur l'ADN [52] ou encore de la microscopie [53]. Ces dispositifs de mesure étant compacts, ils ont également été utilisés dans des cryostats afin de caractériser des matériaux 2D à faible température [54], [55]. Enfin, ils ont été utilisés pour de la caractérisation de matériaux [56]. A notre connaissance, les seuls travaux rapportant la mesure de l'indice de réfraction (partie réelle et partie imaginaire) d'un matériau via cette approche ont été menés à l'Université de Leeds [57] et ont abouti au développement du système de caractérisation présenté sur la Figure I.12.



(a) (b)

Figure I.12 – Système de mesure comportant un générateur et un détecteur THz inséré sous un système microfluidique pour la mesure de liquide (a) et la vue en coupe associé (b) (figure tirée de [58]).

Ce système est composé d'un générateur et un détecteur THz associé à une ligne de transmission intégré sur un substrat de quartz au-dessus duquel un système microfluidique en PDMS a été déposé permettant ainsi la mesure de l'indice de réfraction complexe de liquides. L'architecture de ce genre de système sera détaillée plus précisément dans le chapitre II.

I.3 Conclusion et positionnement des travaux

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans les méthodes temporelles de caractérisation de matériau. Ces techniques ont été largement développées pour les fréquences micro-ondes grâce à l'utilisation de TDR et permettent d'ores et déjà la mesure de faibles volumes de matériaux jusqu'à plusieurs dizaines de GHz. Afin d'atteindre les fréquences THz, l'utilisation d'une source optoélectronique pour la génération du signal rattache ces travaux plus spécifiquement à la THz-TDS.

Pour permettre la caractérisation de faibles volumes de matériaux, nous utilisons des dispositifs intégrés regroupant, sur le même substrat, le générateur et le détecteur THz, ainsi que les guides d'onde permettant d'acheminer le signal. Des travaux similaires menés à l'université de Leeds ont rapporté la caractérisation de liquides via cette approche. Cependant, dans les travaux de cette équipe illustrés en Figure I.12, la conception même du système de mesure proposé limite l'état et la forme des matériaux mesurables. De plus, le modèle utilisé pour l'extraction est simplifié car il ne prend pas en compte les possibles réflexions internes du signal dans l'échantillon. Les travaux décrits dans ce manuscrit de thèse présentent ainsi le développement d'une méthode de mesure de l'indice de réfraction de matériau généralisée afin de permettre la caractérisation d'un matériau, solide comme liquide, de faibles dimensions, dans un système THz intégré sur puce (*on-chip*). Nous l'appellerons ainsi THz-TDT pour *Térahertz Time Domain Transmissometry*.

II Briques de base : des composants au système

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre précédent, nos travaux portent sur le développement d'une méthode de caractérisation de matériaux de faible volume utilisant un dispositif intégré où sont associés un générateur THz, un détecteur THz et un guide d'onde intermédiaire. Ce chapitre vise ainsi à présenter les différentes briques de base qui composent le système de mesure. Une première partie est dédiée à la description des photocommutateurs utilisés pour générer et détecter le signal THz ainsi que de la méthode de mesure en temps équivalent du signal. Une seconde partie présente différentes structures de lignes de transmission intégrées permettant de guider le signal THz. Enfin, le système de mesure complet et ses différentes architectures possibles est présenté dans une dernière partie.

II.1 La génération et la détection de signaux THz par voie optoélectronique

II.1.1 Le laser et la génération d'impulsions femtosecondes

Le développement des lasers impulsionnels a été motivé par le besoin de compréhension des phénomènes rapides, celle-ci étant limitée par la résolution temporelle des appareils de mesure. Depuis leur création dans les années 1960 [24], de nombreuses technologies différentes ont été développées telles que les lasers Saphir:Titane ou encore les lasers à fibre [59]. Ces lasers utilisent le principe du blocage de modes dans une cavité pour générer des impulsions ultra rapides et permettent aujourd'hui la génération d'impulsions dont la durée est de l'ordre de la femtoseconde [60]. La Figure II.1 illustre le signal temporel du champ électrique en sortie de tels lasers. Nous ne nous intéressons pas ici à la forme spatiale du faisceau et considérerons une onde plane et une impulsion temporelle de forme gaussienne.

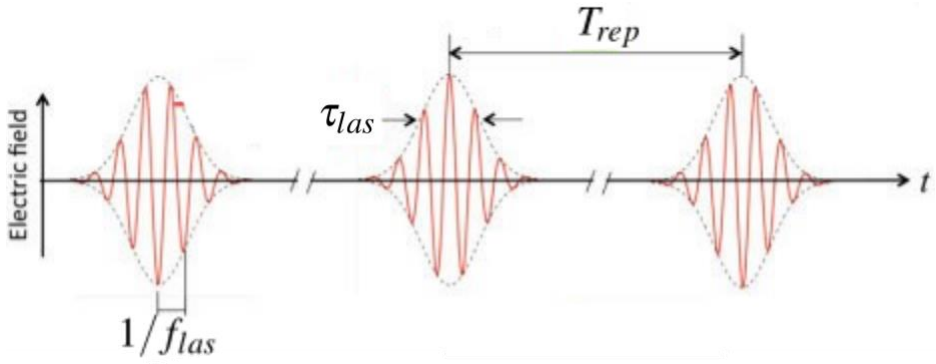


Figure II.1 – Champs électrique du signal issu d'un laser impulsionnel (figure tirée et modifiée de [61]).

Ce rayonnement est une onde électromagnétique de fréquence porteuse f_{las} (avec $\lambda_{las} = c/f_{las}$ la longueur d'onde du faisceau laser en espace libre) modulée par des impulsions. Le champ électrique d'un tel signal s'exprime comme :

$$E(\mathrm{t}) = \mathrm{Re}\left\{A(t)\mathrm{e}^{-j(2\pi f_{las}t-\varphi(t))}\right\} \qquad \text{II.1}$$

avec $A(t)$ l'amplitude (ou l'enveloppe) de l'impulsion modulante et $\varphi(t)$ la phase temporelle du signal laser que l'on considérera comme nulle ou constante (pas de dérive de fréquence). Les impulsions

peuvent être de formes diverses mais nous supposerons qu'elles sont de forme gaussienne. Ainsi, nous pouvons réécrire le champ comme :

$$E(\mathrm{t}) = \mathrm{Re}\left\{E_0 \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\tau_{las}}\right)^2} \mathrm{e}^{-j2\pi f_{las} t}\right\} \qquad \text{II.2}$$

avec τ_{las} la largeur de l'impulsion gaussienne et sa largeur à mi-hauteur associée ($FWHM = \sqrt{2\ln(2)}\tau_{las}$). La largeur des impulsions dépend essentiellement de la largeur spectrale du gain du milieu amplificateur du laser [62]. La fréquence de répétition des impulsions f_{rep} dépend quant à elle de la longueur « optique » de la cavité du laser, avec $f_{rep} = 1/T_{rep}$, T_{rep} étant le temps entre deux impulsions laser qui correspond au temps d'un aller-retour dans la cavité laser.

Depuis l'expression du champ électrique, il est possible d'exprimer l'intensité optique (ou irradiance) en W/m^2 du signal comme :

$$I(\mathrm{t}) = I_0 \mathrm{e}^{-\left(\frac{t}{\tau_{las}}\right)^2} \propto |E(\mathrm{t})|^2 \qquad \text{II.3}$$

avec $I_0 = E_0 cn\varepsilon_0/2$. De cette définition, il est possible d'exprimer l'énergie par impulsion (en Joules) comme :

$$\mathrm{Energie} = \int_S \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)dt\, dS = \mathrm{S}\, \mathrm{I}_0 \sqrt{\pi}\, \tau_{\mathrm{las}} \qquad \text{II.4}$$

avec S la section spatiale du faisceau. Ainsi, en connaissant la fréquence de répétition de l'impulsion laser f_{rep}, nous pouvons exprimer l'énergie moyenne du faisceau laser comme :

$$Energie = \frac{P_{moy}}{f_{rep}} \qquad \text{II.5}$$

A titre d'illustration, le laser utilisé dans le cadre de ces travaux est le Menlo C-Fiber 780 comme illustré sur la Figure II.2. Il s'agit d'un laser à fibre dopée Erbium à la longueur d'onde centrale de 1560 nm. Le signal est doublé en fréquence par génération de seconde harmonique pour obtenir un faisceau à 780 nm. Le laser émet des impulsions de 60 fs de largeur à une fréquence de répétition de 100 MHz. Enfin la puissance moyenne en sortie de cavité est de 260 mW à 780 nm. Nous pouvons ainsi déduire que chaque impulsion à une énergie de 2.6 nJ.

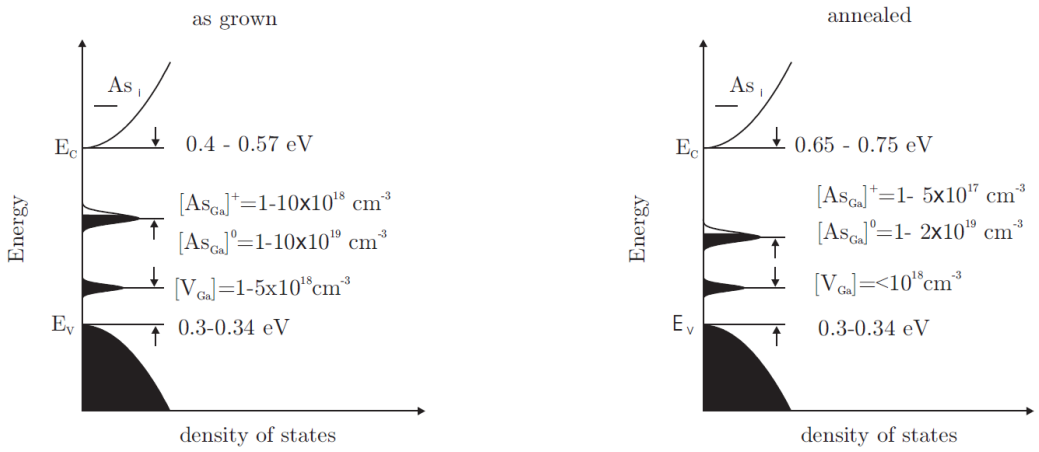


Figure II.2 – Laser femtoseconde Menlo utilisé sur le banc de mesure.

II.1.2 Le GaAs épitaxié à basse température : un matériau semiconducteur pour l'optoélectronique rapide

David Auston fut le premier à utiliser les sources à lasers impulsionnels pour la génération d'impulsions brèves par photocommutation sur des guides d'ondes intégrés. Malgré le substrat utilisé, du silicium dont le temps de réponse est de l'ordre de la microseconde, il réussit à générer des impulsions électriques de 25 ps grâce à une technique de génération particulière qui requérait l'utilisation de deux longueurs d'ondes différentes [63].

Ainsi, pour réduire davantage la durée des impulsions générées et simplifier la mise en œuvre expérimentale, le développement de semiconducteurs pour la génération de signaux rapides a été un domaine de recherche très intense dans les années 80 avec pour objectif la réduction de leurs temps de réponse. Les matériaux III-V et II-VI à gap direct, dont l'excitation par une source laser génère des paires électron-trou dans une faible épaisseur de matériau (typiquement 1 micron), se révèlent du plus grand intérêt. En effet, la création de ces porteurs va rendre le matériau conducteur le temps de l'excitation et, une fois cette dernière terminée, les porteurs vont se recombiner « naturellement » dans le matériau qui redevient résistif. En introduisant des défauts profonds dans la matrice cristalline du semiconducteur, il est possible de réduire la durée de vie des porteurs tout en conservant un matériau isolant hors éclairement. Pour les travaux présentés dans ce manuscrit, le semiconducteur utilisé est le LTG-GaAs (*Low Temperature Grown Gallium Arsenide*). Il s'agit d'un semiconducteur III-V à gap direct épitaxié à faible température (200~300°C) avec des conditions non stœchiométriques (sous un surplus d'Arsenic). Nous obtenons alors un matériau présentant des défauts du type défauts interstitiels (A_{Si}) ou lacunes en Gallium (V_{Ga}) et antisites de Galium (où un As prend la place d'un Ga) (As_{Ga}) comme montré sur le diagramme de bande de la Figure II.3-a. Ces derniers défauts peuvent être ionisés ou non. La faible conductivité du matériau est obtenue en réduisant légèrement le taux de pièges grâce à un recuit rapide entre 600°C à 700°C (cf. Figure II.3-b).



(a) (b)

Figure II.3 – Structure de bande du LTG-GaAs dans l'état après épitaxie « as-grown » (a) et après recuit « annealed » (b) (figures tirées de [64]).

Un modèle plus complet tenant compte également de la présence, après recuit, d'agrégats d'Arsenic a été élaboré par Gregory *et al.* [65]. Néanmoins, le modèle ci-dessus, qui considère que les principaux pièges à électrons sont les antisites As_{Ga} ionisés positivement, permet une bonne évaluation du temps de piégeage des électrons. Pour des concentrations de défauts de l'ordre de 10^{17} cm^{-3}, le temps de piégeage typique des électrons est de l'ordre de la picoseconde [66].

Les couches de LTG-GaAs épitaxiées que nous utilisons dans ces travaux sont réalisées par le groupe de Andréas Wieck à l'Université de Bochum en Allemagne. Nous avons déterminé la durée de vie des porteurs pour un de ces wafer via une expérience de réflectométrie optique résolue en temps [67], [68] à la longueur d'onde de 780 nm. Un résultat typique est donné sur la Figure II.4 (la puissance de pompe utilisée est de 15 mW). Nous pouvons observer qu'après une thermalisation rapide de 115 fs environ, il existe une décroissance de 500 fs de constante de temps que nous attribuons à la capture des électrons par les pièges. C'est donc cette valeur que nous retiendrons dans les simulations numériques que nous présenterons dans le chapitre III.

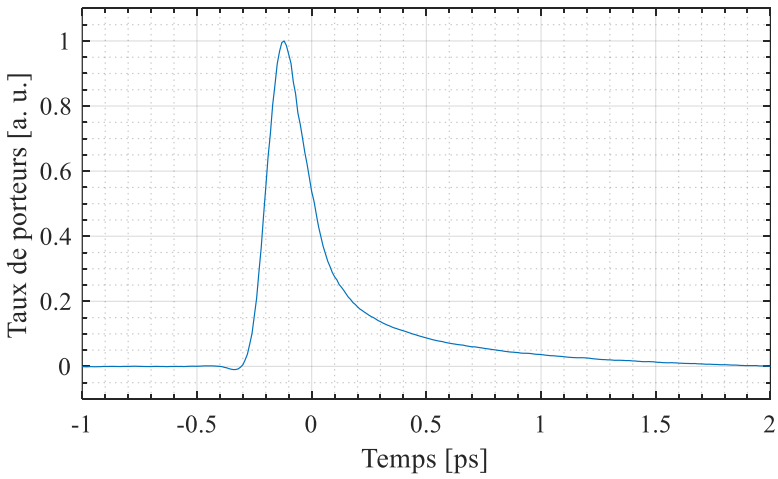


Figure II.4 – Evolution du taux de porteur d'un wafer de LTG-GaAs après éclairement mesuré via la méthode de réflectométrie optique résolue en temps à la longueur d'onde de 780 nm.

II.1.3 Le photocommutateur comme générateur et détecteur THz

Le photocommutateur (PC) est un dispositif relativement simple composé d'un substrat semiconducteur rapide sur lequel est déposé un guide d'onde THz. Au sein de ce guide d'onde, une discontinuité (une ouverture) est créée pour permettre l'éclairement du substrat avec un faisceau laser. La Figure II.5 illustre une telle structure avec un guide d'onde coplanaire présentant une ouverture dans la ligne centrale. Quelques dimensions d'intérêt sont données sur la figure, soit W la largeur du ruban central, S l'écartement entre le ruban central et les plans de masse et G la longueur de l'ouverture (du gap) correspondant au PC.

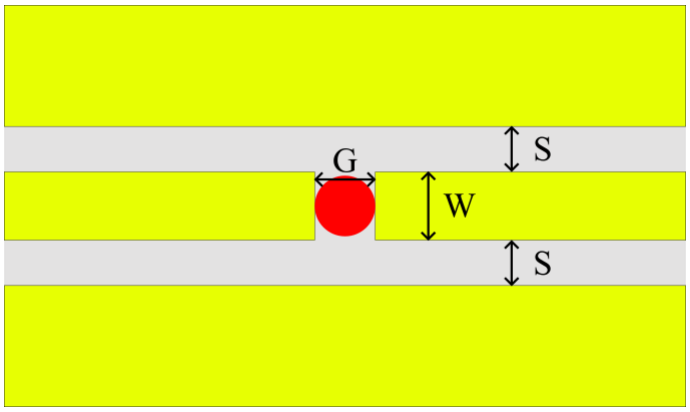


Figure II.5 –Photocommutateur inséré dans une ligne de transmission coplanaire vu de dessus. Le point rouge correspond à l'éclairement laser.

L'éclairement du substrat va générer des porteurs (paires électrons/trous) et de fait, le rendre conducteur. Selon la manière avec laquelle il est utilisé dans la structure, il peut permettre soit la génération de signaux THz, soit leur détection. Pour générer un signal, il faut appliquer une différence de potentiel entre les deux électrodes du PC. Un courant électrique va ainsi être généré lors de l'excitation du semiconducteur et, au moment où les porteurs photoexcités se recombinent, le substrat va redevenir résistif et le courant électrique redevenir nul. Ainsi, une impulsion électrique peut être générée et sa durée dépend des propriétés du substrat (temps de vie des porteurs) et de la géométrie du dispositif (temps de transit des électrons) [69]. La durée typique des impulsions électriques obtenues avec des PCs à base de LTG-GaAs est de l'ordre de la picoseconde. Par ailleurs, l'amplitude du signal dépend quant à elle principalement de la puissance optique utilisée, de l'absorption optique du dispositif ainsi que de la tension de polarisation du PC. Pour améliorer l'efficacité de ces structures (rendement de conversion optoélectronique), il est possible de jouer sur la forme géométrique du photocommutateur en remplaçant le gap simple par des structures plus complexes telles que des peignes interdigités, des structures plasmoniques [70] ou encore des nano-piliers [71].

Pour calculer la réponse des PCs, il est possible de procéder à une simulation numérique 3D complète [72]. Cette méthode est très rigoureuse sur le plan de la physique du composant, mais du fait des ratios d'aspects importants, ne permet cependant pas de rendre compte de certaines propriétés macroscopiques de telles structures (capacité équivalente, etc.). Ainsi, pour la suite de ces travaux, et notamment dans la partie III.4 qui présente la simulation du système de mesure, il est intéressant de disposer d'un modèle macroscopique du photocommutateur.

Il existe de nombreux travaux qui proposent différents modèles électriques équivalent au photocommutateur. Il peut être vu comme une source de courant [73] mais également comme un circuit RC [23],[73],[69]. L'évolution variable au cours du temps de la résistance du substrat peut être modélisée, sous certaines hypothèses que nous détaillerons par la suite, par une résistance variable $r(t)$. L'ouverture dans le guide d'onde, permettant l'excitation du substrat, implique que deux électrodes métalliques sont en vis-à-vis direct, ce qui, de fait, crée un effet capacitif. Cet effet est représenté par la capacité C_g et dépend fortement de la géométrie du PC. Enfin, dans le cas où le PC est inséré dans une ligne coplanaire, la ligne centrale en regard des plans de masses induit également un effet capacitif parasite C_p de part et d'autre du gap. Ainsi, le schéma électrique équivalent au PC est présenté sur la Figure II.6.

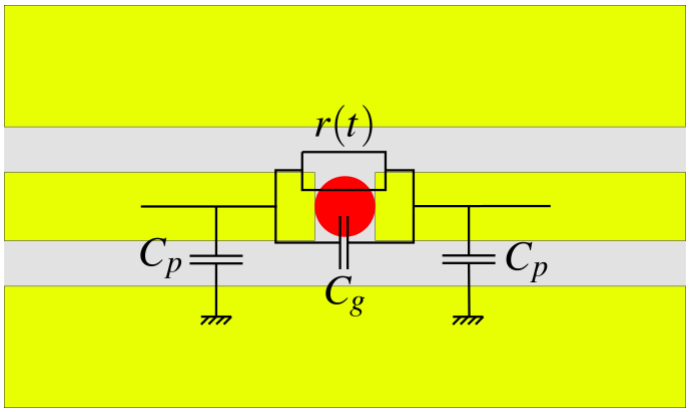


Figure II.6 – Modèle électrique équivalent du photocommutateur inséré dans une ligne de transmission coplanaire.

Diverses expressions sont proposées dans la littérature pour le calcul de la valeur de chacun des composants du modèle électrique. Pour les calculs des capacités C_g et C_p, nous trouvons des travaux basées sur l'utilisation de transformations conformes [74] ou sur des modèles à éléments localisés [75],[76]. Ces méthodes de calculs donnent toutes des résultats aux ordres de grandeurs similaires. Ainsi nous ne rapporterons ici qu'un seul calcul pour chaque capacité tel que (C_g est tiré de [75] et C_p est tiré de [76]) :

$$C_{\mathrm{g}} = \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r W}{\pi}\left[p - \sqrt{1+p^2} + \ln\left(\frac{1+\sqrt{1+p^2}}{p}\right)\right] \qquad \text{II.6}$$

$$C_p = 0.004\frac{G/S}{1+2\,G/S}\ (pF) \qquad \text{II.7}$$

avec $p = G/4W$, ε_0 la permittivité du vide et ε_r la permittivité relative du substrat. Pour la détermination de l'expression de la résistance équivalente $r(t)$ du photocommutateur, diverses hypothèses simplificatrices doivent être énoncées. En effet, la modélisation de la réponse du PC nécessite de prendre en compte divers phénomènes régissant la dynamique des porteurs dans le semiconducteur (mécanismes de génération des porteurs, mécanismes de recombinaison et de piégeage, dérive spatiale et diffusion des électrons) impliquant l'utilisation de plusieurs systèmes d'équations couplés [69]. Il est possible d'aboutir à un modèle équivalent du PC en résistance variable en simplifiant ces systèmes sous les hypothèses suivantes :

- la dynamique temporelle des porteurs dans le PC est uniquement régie par leurs captures par les pièges. En conséquence, la forme de l'impulsion électrique est liée uniquement au piégeage des électrons,
- le champ électrostatique est supposé uniforme spatialement et constant entre les électrodes (le champ E s'écrit simplement comme $E = -V/G$ avec V la tension de polarisation appliquée aux électrodes), ce qui revient à ne pas appliquer l'équation de Poisson qui fait intervenir la densité locale de charge,
- les phénomènes de diffusion dans le dispositif sont négligés,
- la surface du PC est supposée éclairée uniformément par un faisceau de forme identique,
- le substrat est supposé uniformément illuminé en profondeur,
- l'impulsion laser est supposée de forme temporelle gaussienne, ce qui va permettre une résolution analytique du problème.

Sous ces hypothèses, la résistance équivalente du photocommutateur $r(t)$ s'exprime comme :

$$r(t) = \frac{\alpha\, G}{W\, \sigma(t)} \qquad \text{II.8}$$

avec $1/\alpha$ la profondeur d'absorption dans le semiconducteur et $\sigma(t)$ la conductivité équivalente du PC (en S/m) qui s'exprime comme :

$$\sigma(t) = \sigma_0 + q\, \mu_e\, N(t) \qquad \text{II.9}$$

avec σ_0 la conductivité d'obscurité du semiconducteur, q la charge d'un électron, μ_e la mobilité des électrons et $N(t)$ la concentration de porteurs dans le semiconducteur (en cm^{-3}). Ce taux de porteur s'exprime avec une équation différentielle de la forme :

$$\frac{dN(t)}{dt} = \mathrm{G_e(t)} - \frac{N(t)}{\tau_e} \qquad \text{II.10}$$

avec τ_e le temps de vie des électrons et $G_e(t)$ un facteur de génération des porteurs dans le semiconducteur qui correspond au nombre de photons absorbés par seconde divisé par le volume d'absorption. $G(t)$ s'exprime comme :

$$\mathrm{G_e(t)} = \frac{P_{moy}.\alpha.(1-R)}{\frac{hc}{\lambda_{las}}.W.G.f_{rep}.\sqrt{\pi}.\tau_{las}}\, \mathrm{e}^{-\frac{2\mathrm{t}}{\tau_{las}}} \qquad \text{II.11}$$

avec R le coefficient de réflexion en intensité optique à l'interface air/semiconducteur, τ_{las} la largeur à mi-hauteur de l'impulsion optique gaussienne et h la constante de Plank ($6.62608026 \times 10^{-34}$ J.s).

En résolvant l'équation différentielle II.10, nous pouvons finalement exprimer $N(t)$ comme :

$$N(t) = \frac{G_0}{2}\left[1 + \mathrm{erf}\left(\frac{t}{\tau_{las}}\right)\right] \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_e}} \qquad \text{II.12}$$

avec :

$$G_0 = \frac{P_{moy}.\alpha.(1-R)}{\frac{hc}{\lambda_{las}}.W.G.f_{rep}} \qquad \text{II.13}$$

Ce modèle permet ainsi de simuler les PCs simplement en connaissant leurs propriétés macroscopiques. Remarquons qu'il est facile de le compléter en prenant en compte les trous dans le modèle, néanmoins, la plus faible mobilité de ceux-ci (environ 10 fois moindre que celle des électrons), fait que leur contribution a été négligée ici. A titre d'illustration, la Figure II.7 présente une simulation numérique de la conductivité et de la résistance équivalente d'un PC avec des valeurs réalistes pour les différents paramètres ($P_{moy} = 5$ mW, $\lambda_{las} = 780$ nm, $f_{rep} = 100$ MHz, $\tau_{las} = 60$ fs, $R = 0.3$, $\tau_e = 500$ fs, $\mu_e = 0.24\ \mathrm{m^2.V^{-1}.s^{-1}}$, $\alpha = 1$, $W = 30$ µm, $G = 30$ µm et $\sigma_0 = 10^{-6}$ Sie/m) :

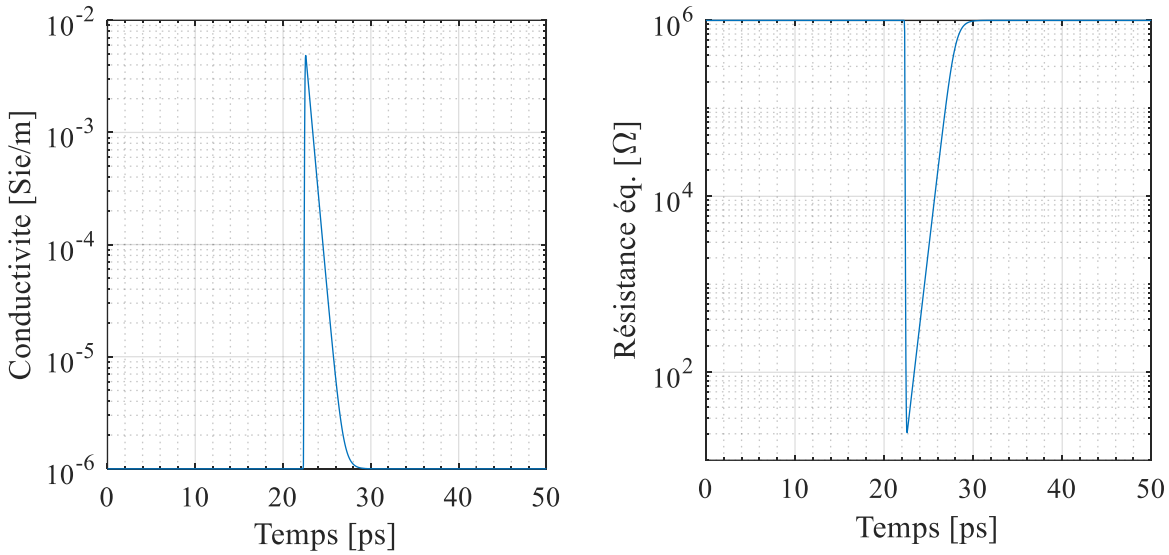


Figure II.7 – Résultats de la simulation numérique de la réponse d'un PC réaliste sous éclairement. Conductivité du substrat (a) et résistance équivalente du PC (b). L'instant d'éclairement du PC a été fixé à $t = 22.5$ ps. La résistance équivalente du PC chute de 1 MΩ à 200 Ω au moment de l'éclairement.

II.1.4 Mesure de signaux THz en temps équivalent

Les signaux générés via l'utilisation de photocommutateurs sont tellement brefs qu'aucun système électronique n'est capable de mesurer ces impulsions en temps réel. En effet, les meilleurs oscilloscopes rapides possèdent un temps de réponse de l'ordre de la dizaine de picosecondes, ce qui est bien insuffisant pour mesurer des impulsions d'une ou deux picosecondes.

II.1.4.1 Principe de l'échantillonnage en temps équivalent

Les signaux générés doivent donc être mesurés par une méthode de mesure dite en « temps équivalent » qui font appel à la faible durée des impulsions optiques. Le principe de ce type de mesure est présenté sur la Figure II.8.

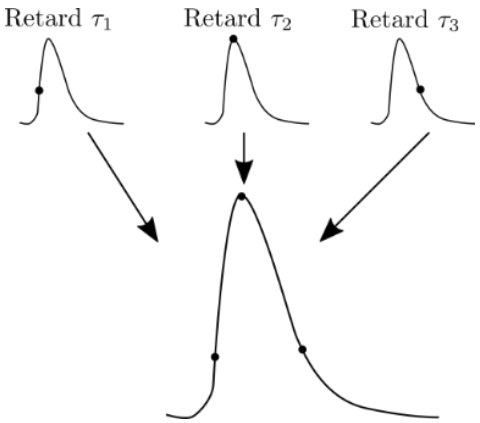


Figure II.8 – Principe de mesure d'un signal en temps équivalent.

L'échantillonnage en temps équivalent repose sur l'idée que le signal à mesurer est périodique ou, à minima, répété plusieurs fois. Plutôt que d'échantillonner le signal à une fréquence suffisamment élevée pour capturer en temps réel toutes les variations de celui-ci (fréquence de Nyquist), cette méthode mesure un seul échantillon du signal par période, chaque instant d'échantillonnage étant décalé par rapport au précédent. Autrement dit, le signal est mesuré à des instants précis légèrement décalés d'une periode à l'autre, c'est-à-dire que chaque échantillon est pris à un instant légèrement décalé par rapport aux échantillons précédents. Ainsi, après plusieurs périodes, ces différents échantillons couvrent une période complète du signal d'origine et il devient possible de reconstruire une représentation précise du signal en les assemblant.

II.1.4.2 L'échantillonneur : le photocommutateur en détection

Pour notre application, le PC de détection sert d'échantillonneur et est identique au PC de génération, à la différence près qu'il n'est pas polarisé. Ainsi, lorsque qu'il est éclairé, aucun signal THz n'est généré dans le PC de détection et celui-ci peut être vu comme un simple interrupteur commandé optiquement. Quand un signal électrique arrive sur le PC (l'impulsion THz à mesurer), une partie de celui-ci peut ainsi être prélevée puis mesurée.

II.1.4.3 Réglage de l'instant d'échantillonnage : la ligne à retard

Le décalage temporel réglable entre le signal à mesurer et l'instant d'excitation optique du PC de détection est assuré par une ligne à retard optique. Il s'agit d'une platine de translation dont le rôle est d'allonger la longueur du chemin optique que parcourt un des deux faisceaux d'excitation (supposés initialement de même longueur). Allonger le chemin optique d'un des faisceaux implique de décaler temporellement l'impulsion de génération et de détection relativement entre elles. Ainsi, en contrôlant la position de cette platine, il est possible d'ajuster finement l'instant d'échantillonnage et de procéder à un échantillonnage en temps équivalent du signal THz.

II.1.4.4 Acquisition du signal moyen : amplificateur et filtrage

Une fois les impulsions échantillonnées, elles sont acheminées, via des bondings et des câbles coaxiaux, vers un amplificateur courant-tension faible bruit dont la sortie est mesurée. Nous notons que ces composants ont en général une fréquence de coupure assez basse (< 1 MHz) et que les impulsions de courant générées par le PC de détection sont donc moyennées par cette chaine de détection. La mesure

de ces signaux pourrait être effectués directement via un voltmètre et la chaine d'acquisition associée à une telle mesure est présentée sur la Figure II.9-a.

II.1.4.5 Réduction du bruit de mesure : modulation et détection synchrone

Cependant, afin d'améliorer la sensibilité de la mesure et de s'affranchir du bruit en 1/f (*fliker noise* en anglais), il est couramment mis en place une chaine d'acquisition modulée via l'utilisation d'un amplificateur à détection synchrone (*Lock-In Amplifier* ou LIA en anglais) comme illustré sur la Figure II.9-b.

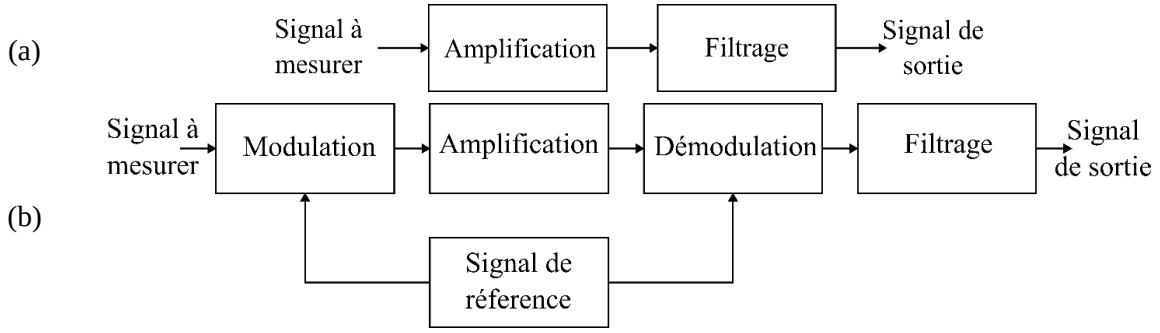


Figure II.9 – Schéma bloc d'une chaine d'acquisition directe (a) et modulée (b) d'un signal.

Le principe fondamental de cette méthode est de synchroniser l'amplification du signal avec une référence de fréquence connue (le principe est très similaire à une modulation/démodulation de fréquence). Cela permet de distinguer efficacement le signal d'intérêt du bruit de fond. Ainsi, soit un signal de référence, généralement une onde sinusoïdale (ou carrée) de fréquence fixe, modulant un signal à mesurer. Ce signal est ensuite injecté dans le LIA afin d'être amplifié puis démodulé. Lors de cette démodulation, les différentes composantes fréquentielles sont converties en des signaux à des fréquences plus élevées ou plus basses, qui peuvent être facilement filtrés. Ainsi, un filtre passe-bas est utilisé pour extraire les composantes basse fréquence, correspondant au signal d'intérêt. L'utilisation de ce filtre nous permet de voir le LIA comme un moyenneur pour les signaux rapides. Ainsi, la méthode de mesure en temps équivalent, combinée à l'utilisation d'un amplificateur à détection synchrone, peut être vue comme la mesure moyennée sur plusieurs périodes d'un échantillon dont l'instant de mesure est contrôlé au cours du temps grâce à la ligne à retard optique. Cette méthode d'acquisition est représentée sur la Figure II.10.

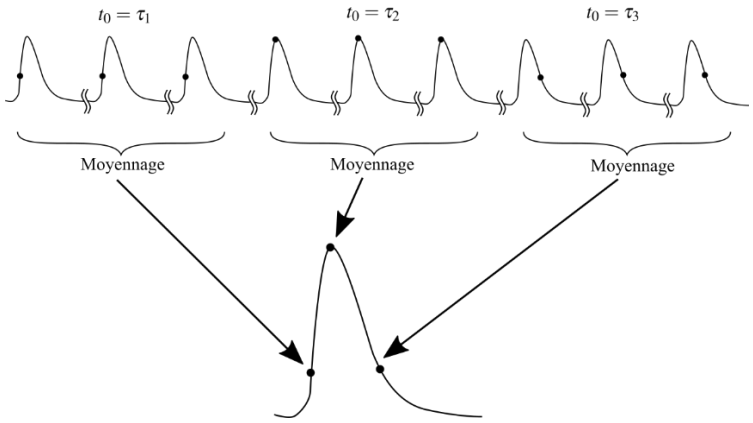


Figure II.10 – Principe de mesure en temps équivalent combinée à l'utilisation d'un amplificateur à détection synchrone.

Dans notre système de mesure, la modulation du signal peut être effectuée par deux moyens. La première approche consiste à moduler la tension de polarisation du PC de génération et donc, à remplacer l'alimentation DC par un GBF (générateur basse fréquence). La seconde approche consiste à moduler le signal optique (de génération ou de détection) à l'aide d'un hacheur mécanique (*chopper* en anglais). Notons qu'il est également possible d'avoir recours à des systèmes de double modulation à deux fréquences différentes f_1 et f_2, le signal de référence envoyé au LIA étant alors un signal à la fréquence somme $f_1 + f_2$. Cette configuration peut être utilisée en modulant le faisceau optique d'excitation du PC de génération à f_1 et le faisceau optique du PC de détection à la fréquence f_2.

II.2 Les guides d'onde intégrés pour la propagation d'un signal THz

Dans la partie précédente, nous avons vu comment était généré et mesuré un signal THz à l'aide de photocommutateurs ultra-rapides. Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux structures permettant de guider le signal sur nos dispositifs intégrés connectant le PC de génération et le PC de détection. Une revue de quelques guides d'ondes communs adaptés à la transmission de signaux THz est ainsi présentée et les propriétés importantes de la structure choisie pour les travaux que nous présentons sont également décrites.

II.2.1 Les différentes structures de lignes de transmissions

L'étude des structures de guidage intégrées, également désignées comme lignes de transmission, est un sujet qui a fait l'objet de très nombreuses recherches depuis l'avènement de l'électronique hyperfréquences en microélectronique. De nombreuses structures ont été étudiées, chacune possédant leurs propres avantages et inconvénients en termes de propagation du signal (atténuation et dispersion) et de complexité de fabrication. La Figure II.11 montre les différentes structures que nous allons présenter.

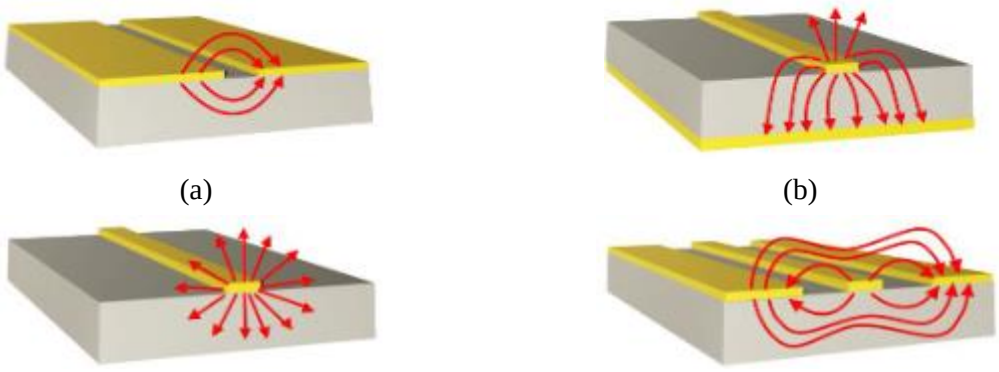


Figure II.11 – Différentes ligne de transmission intégrées et les champs électriques associées en rouge (figures tirées et modifiées de [77]). Slot line ou co-planar stripline (a), Microstrip (b), Planar Goubau Line (c) et Coplanar waveguide (d).

La première ligne de transmission présentée est la ligne *slotline* (ou ligne à fente en français et également appelée CPS pour *coplanar stripline* en anglais). Elle est composée de deux conducteurs séparés par un gap déposés sur un substrat diélectrique [78]. Ce guide d'onde ne possède qu'un seul mode de transmission propagatif (mode quasi-TEM) où le champ électrique est concentré entre les deux électrodes. Cette ligne de transmission a le grand avantage d'être très simple à fabriquer mais présente

plusieurs désavantages très contraignants. En effet, en plus du mode de propagation quasi-TEM, de nombreux autres modes peuvent apparaitre au sein de la structure en fonction de la fréquence [79], ce qui ne la rend pas très adaptée aux applications large bande. De plus, l'insertion de PC au sein de cette structure peut se révéler particulièrement délicat et demande la conception de coupleurs [80] ou de tés de polarisation [81] afin d'exciter correctement les photocommutateurs.

La seconde ligne de transmission présentée est la ligne *microstrip* (ou ligne micro-ruban en français) [82]. Il s'agit d'une structure très utilisée en électronique dans la conception de circuits imprimés ou dans la conception de circuits radiofréquences. Cette ligne est composée d'un plan de masse en face arrière du substrat et d'un conducteur en face avant. La grande majorité du champ électrique est ainsi concentrée dans le substrat permettant à cette structure de supporter un unique mode de propagation quasi-TEM. Cependant, elle semble peu adaptée à la mesure de la permittivité d'un éventuel superstrat.

La troisième structure présentée est la ligne de Goubau planaire. Comme évoqué dans la partie I.2.2, la ligne de Goubau est constituée d'un fil métallique circulaire suspendu en espace libre sur lequel des ondes de surface peuvent se propager [83]. Cette structure a été adaptée aux systèmes intégrés et a été déposée sur un substrat diélectrique formant la ligne de Goubau planaire [84] (*Planar Goubau Line* ou PGL en anglais). Cette ligne supporte un seul mode de propagation quasi-TEM présentant de faibles pertes, connu comme le mode de Goubau. Le champ électrique au sein de cette structure s'étend radialement depuis le conducteur avec une grande partie des lignes de champ concentrée dans le substrat. Cette structure est très intéressante et a été utilisée dans quelques travaux similaires aux nôtres portant sur la spectroscopie THz de matériau polycristallin intégré [85], cependant nous n'avons pas retenu cette structure pour nos travaux. En effet, pour réduire les pertes dans ce guide d'onde, il a été montré que l'épaisseur du substrat devait être réduite [85], ce qui complexifie sa fabrication. De plus, de nombreux travaux ont porté sur la bonne manière d'exciter le mode de Goubau dans la ligne de transmission [86], chose qui ne semble pas triviale.

Enfin la dernière structure que nous allons aborder est le guide d'onde coplanaire (ou *Coplanar Waveguide*, CPW en anglais). Inventé en 1969 [87], cette ligne de transmission est constituée d'un conducteur central séparé de deux plans de masse par des fentes étroites (appelés *gaps* en anglais) déposé sur un substrat diélectrique. Dans ce type de structure, le champ électrique se concentre entre le conducteur central et les plans de masses où une partie règne dans l'air et l'autre partie dans le substrat (cf. Figure II.11-d). La ligne CPW possède plusieurs variantes proposant par exemple d'ajouter un plan de masse sous le substrat (*Grounded-CPW*) [88] ou de réduire la taille des plans de masse (*Non ideal CPW*). Comparativement aux autres structures présentées, elle est très simple à fabriquer (une seule lithographie) et, par ailleurs, les performances de la structure dépendent peu de la hauteur du substrat dès lors qu'elle est bien supérieure aux dimensions transverses de la ligne CPW. De plus, elle a été grandement étudiée pour la propagation de signaux THz [89] et, enfin, elle se prête bien à l'intégration des PCs. Ainsi, pour la suite de ces travaux, nous avons choisi ce type de ligne de transmission et il convient donc de détailler d'avantage ses spécificités.

II.2.2 Les propriétés importantes des lignes de transmission CPW

II.2.2.1 Les différents modes de propagation

Les guides d'ondes CPW supportent deux modes de propagation différents. Il est à préciser ici que par « mode », nous entendons ici « modes excitables » qui peuvent être une combinaison linéaire des « modes physiques » solutions de l'équation de propagation appliquée au guide d'onde. Le premier mode est le mode *slotline*, également appelé mode pair (ou *even* en anglais), où les champs électriques s'étendent d'un plan de masse à l'autre comme montré sur la Figure II.12-a. L'autre mode de propagation s'appelle le mode impair (ou *odd* en anglais), également appelé mode CPW. Il s'agit d'un mode de propagation quasi-TEM dont les champs électriques s'étendent du conducteur central vers les plans de masses de chaque côté (cf. Figure II.12-b). Notons que l'on trouve également dans la littérature les appellations modes *symétrique*, pour le mode CPW, et *antisymétrique* pour le mode slotline. Dans le mode CPW, le champ électrique est concentré dans les gaps de la structure, ce qui le rend moins dispersif que le mode slotline et est donc le plus souhaitable pour les applications large bande [90], [91] telles que celles présentées dans nos travaux. Ainsi, il est nécessaire de s'assurer que le bon mode de propagation est présent dans la structure. Pour cela, il faut s'assurer, dans un premier temps, que les deux plans de masses sont au même potentiel en les connectant directement au plus proche ou via l'utilisation de ponts à air [92], [93] (plus complexe à mettre en œuvre). Dans un second temps, il faut s'assurer que l'excitation du guide d'onde favorise l'apparition du bon mode de propagation. Nous reviendrons sur ce point plus en détail dans la partie V.2.4. Notons que cette structure supporte également des modes de substrat (ou mode de plaque), qui ne sont plus guidés par la structure métallique mais par le substrat. Nous pouvons améliorer les performances en ayant recourt à des lignes sur membrane ou en affinant le substrat [91].

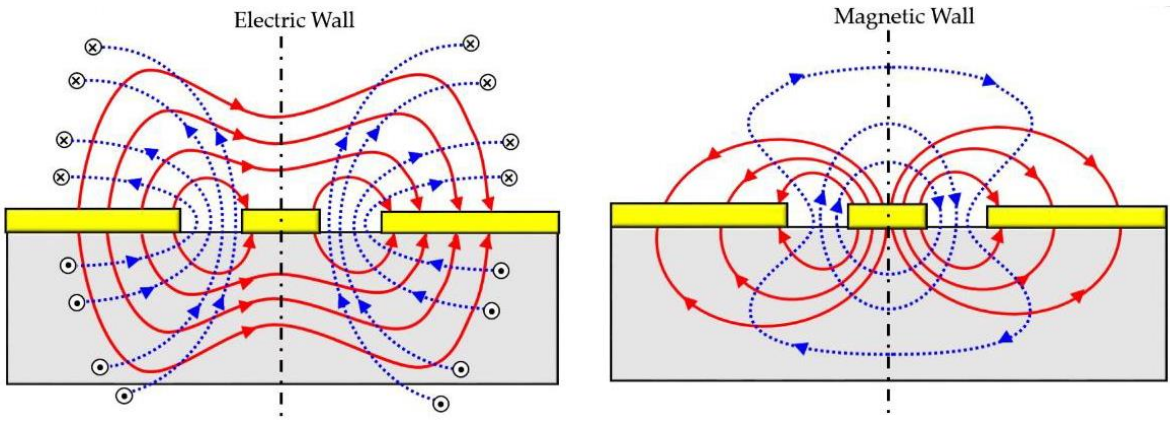


Figure II.12 –Les deux modes de propagation principaux des lignes de transmission CPW (figures tirées de [77]). Le mode slotline (pair) (a) et le mode coplanaire (impair) (b). Les lignes rouges représentent le champ électrique et les lignes bleues représentent le champ magnétique.

II.2.2.2 Les sources de pertes et de dispersion

Comme évoqué précédemment, de nombreux travaux ont porté sur la caractérisation de ces structures aux fréquences THz [89], [91], [94]. Trois types de pertes ont été identifiées dans les lignes CPW : les pertes liées aux conducteurs, les pertes diélectriques et les pertes par rayonnement. Les pertes de conduction sont liées à la conductivité finie des électrodes, à la profondeur de l'effet de peau, à la

rugosité du matériau ainsi qu'aux dimensions des conducteurs. A haute fréquence, les pertes par conduction augmentent à cause de l'effet de peau. Plus on monte en fréquence, plus le courant se répartit sur les bords du conducteur, ce qui augmente les pertes ohmiques [95]. Les pertes diélectriques sont quant à elles directement reliées aux pertes diélectriques dans le substrat. Elles peuvent ainsi être minimisées en choisissant des substrats de faible permittivité et de faibles pertes tels que le quartz [77]. Cependant, utiliser un autre substrat que le GaAs augmente la complexité de fabrication du dispositif car il faut procéder au report d'un patch de LTG-GaAs pour intégrer les PCs. Enfin, les pertes par rayonnement sont attribuables aux fuites dans le substrat quand la vitesse de phase du mode de propagation dominant est plus élevée que celle des modes de substrat [96], [97].

La dispersion dans les guides d'onde CPW est également attribuée aux interférences entre le mode fondamental et les modes d'ordres supérieurs qui apparaissent à haute fréquence [98]. Cet effet peut être minimisé par une optimisation des dimensions de la structure. Ainsi, une étude portant sur l'optimisation de la dispersion et des pertes en fonction de la géométrie de la ligne CPW est présentée dans la partie IV.2.

II.3 Système de mesure THz-TDT

Dans ce chapitre, nous avons décrit les différents blocs qui composent notre système de mesure. Nous pouvons ainsi les assembler pour former le système de mesure complet qui est utilisé dans ces travaux. Nous présenterons dans un premier temps le système de mesure complet, puis les variations de celui-ci en termes d'architectures génération/détection/mesure.

II.3.1 Système de mesure complet

Le système de mesure complet est illustré sur la Figure II.13.

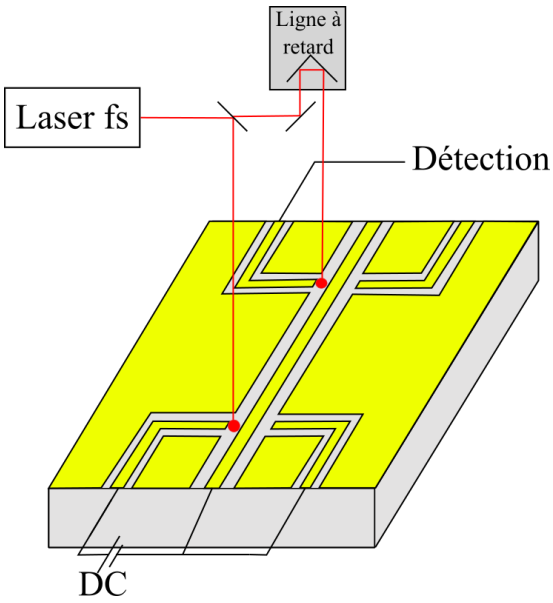


Figure II.13 – Système de mesure complet THz-TDT.

Il est ainsi constitué d'un dispositif intégré sur un wafer de GaAs sur lequel est épitaxiée une couche de LTG-GaAs. Sur ce substrat, une ligne de transmission CPW est déposée afin de guider le signal THz. Pour générer et détecter cette impulsion, deux photocommutateurs sont ajoutés de part et d'autre de la

ligne de transmission. Le PC de génération est polarisé par une alimentation DC et le PC de détection est connecté aux appareils de mesure. Pour exciter les PCs, un laser impulsionnel est utilisé. Son faisceau est guidé, modulé (non représenté sur la figure) puis est séparé en deux. Chaque faisceau issu de cette séparation éclaire un des PCs. Afin de procéder à une mesure en temps équivalent du signal, un des faisceaux voit son chemin optique allongé grâce à l'utilisation d'une ligne à retard. L'implémentation réelle du système de mesure est présentée dans la partie V.1.

La Figure II.13 présente l'architecture dite « Générateur parallèle, détecteur parallèle, mesure parallèle ». En effet, il existe différentes façons d'insérer les PCs au sein de la structure radiofréquences, chacune de ces configurations possédant des propriétés différentes.

II.3.2 Les différentes architectures du dispositif de mesure

Le but ici n'est pas de dresser une liste exhaustive de toutes les configurations possibles mais de préciser les différents types de générateur et de détecteur afin de mettre en avant leurs avantages et leurs inconvénients.

Le premier type de PC, dit « PC parallèle » ou « contact glissant », est le plus simple à mettre en œuvre. Ce type de PC ne nécessite pas de structure particulière et, comme montré sur la Figure II.14, consiste à éclairer le gap entre la ligne centrale et un des plans de masse de la ligne CPW (on peut ajouter des peignes interdigités mais ce n'est pas nécessaire). En génération, si l'éclairement est symétrique de part et d'autre de la ligne centrale, cette structure permet une bonne excitation du guide d'onde. En effet, cela favorise l'excitation du mode impair, mais nécessite un fort éclairement car la majorité du spot éclairera le conducteur et non le substrat. En détecteur, ce type de PC a l'avantage de ne pas beaucoup perturber la ligne CPW et de ne créer quasiment aucun effet capacitif parasite du fait de la relativement grande largeur du « gap » séparant la ligne centrale des plans de masse.

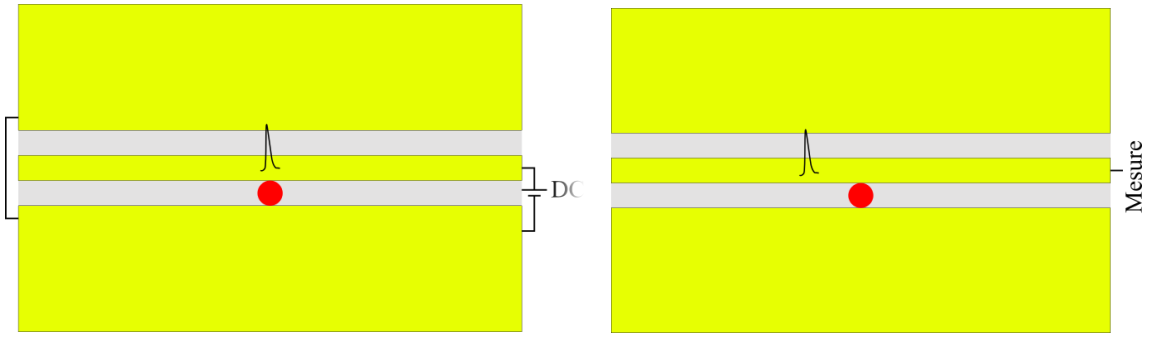


Figure II.14 – Schéma d'un PC parallèle en générateur (a) et en détecteur (b)

Le second type de structure, dit « PC série », est formé comme montré sur la Figure II.15, d'un gap dans le conducteur central de la ligne CPW auquel on ajoute des peignes interdigités ou non. La polarisation de celui-ci se fait directement via le ruban central et le signal généré va se propager de part et d'autre de la ligne CPW. En tant que générateur, ce type d'architecture permet une excitation correcte du mode impair (le « bon » mode CPW). En effet, en générant l'impulsion directement sur la ligne centrale nous favorisons fortement l'excitation de ce mode par symétrie du système. En tant que détecteur, la présence d'une discontinuité dans le ruban central va créer un fort effet capacitif, dégradant les performances du système de mesure en allongeant la largeur à mi-hauteur du signal (cf. partie IV.1). De plus, cela crée

une forte discontinuité dans la ligne de transmission, créant obligatoirement de fortes réflexions parasites qui se révèlent problématiques dans le cadre de la caractérisation de matériau. Nous reviendrons sur ce point plus en détails dans le chapitre III. Nous notons également que dans le cas où deux PC « série » sont implémentés (un pour la génération et l'autre pour la détection) la portion de la ligne centrale située entre les deux PCs présente un potentiel électrique « flottant » c'est-à-dire mal défini, qui peut réduire l'efficacité du PC de génération. Une solution est alors d'implémenter un court-circuit entre cette portion de ligne centrale et le plan de masse. Si ce court-circuit est de faible largeur (<< 1 µm), il sera vu par l'onde THz comme une inductance, ce qui limitera les effets de fuite (via ce court-circuit) du signal THz vers le plan de masse.

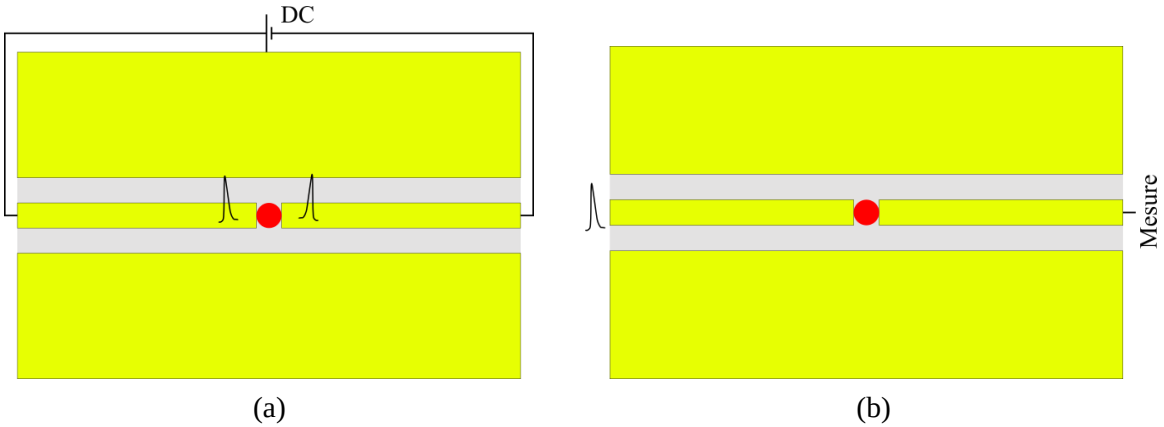


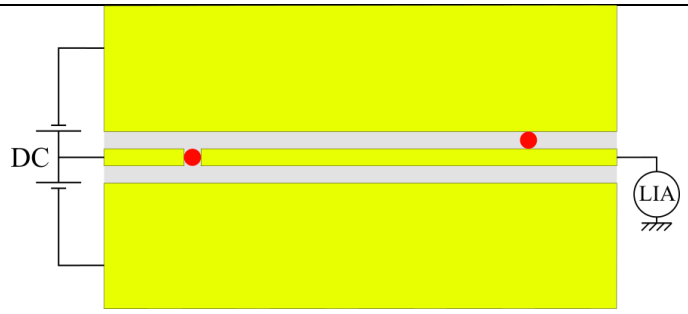
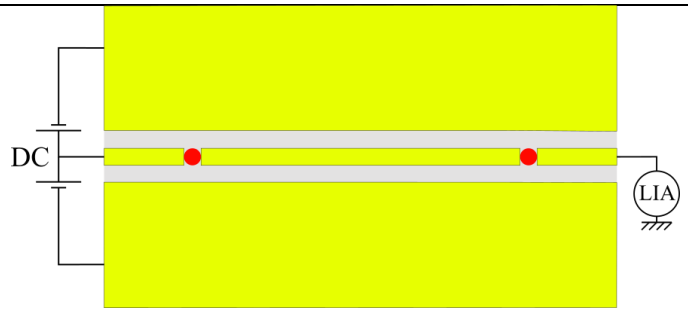
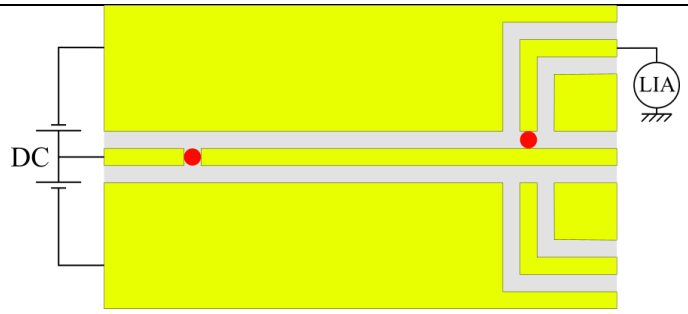
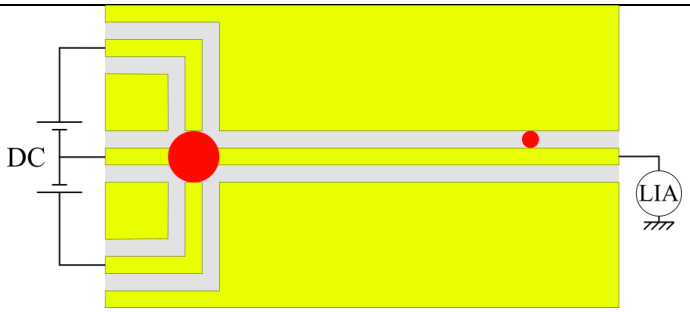
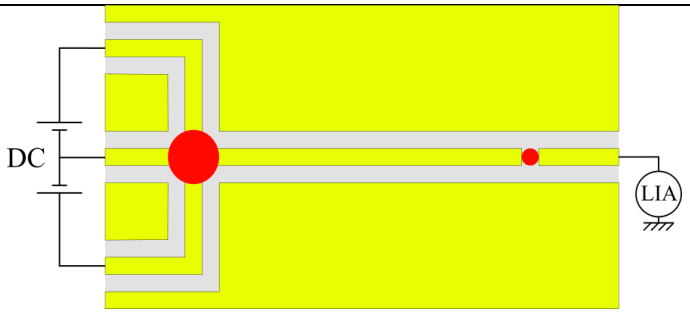
Figure II.15 – Schéma d'un PC série en générateur (a) et en détecteur (b)

Le dernier type de structure, également dite « PC parallèle », est similaire à la première structure présentée mais se constitue, comme visible sur la Figure II.16, d'un bras supplémentaire permettant de polariser le PC de génération ou de connecter le PC de détection à l'appareil de mesure. En générateur, ce type de structure nécessite d'être symétrisée de part et d'autre du ruban central afin d'assurer une excitation correcte du guide d'onde et favoriser l'excitation du mode de propagation impair. En tant que détecteur, cette structure, à l'inverse de la deuxième, ne présente pas de forte discontinuité minimisant ainsi l'amplitude des réflexions parasites induites.



Figure II.16 – Schéma d'un PC bras parallèle en générateur (a) et en détecteur (b)

En combinant ces trois types de structures, il est possible de dresser une liste (non exhaustive) de différentes configurations intéressantes pour la génération et la détection d'un signal THz comme présenté dans le Tableau II.1. Ces dernières sont nommées en fonction du type de structure de génération, de détection et de la position de l'appareil de mesure.

Nom	Schéma
Générateur série, détecteur parallèle, mesure série	
Générateur série, détecteur série, mesure série	
Générateur série, détecteur parallèle, mesure parallèle	
Générateur parallèle, détecteur parallèle, mesure série	
Générateur parallèle, détecteur série, mesure série	

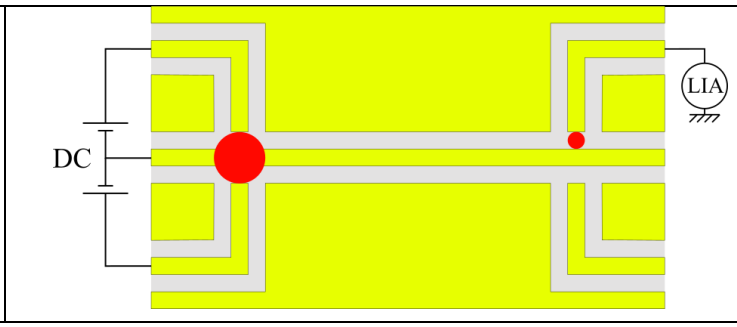
Générateur parallèle, détecteur parallèle, mesure parallèle	

Tableau II.1 – Liste non exhaustive de configurations du dispositif de mesure.

Chaque architecture possède ses avantages et inconvénients et le choix de l'une d'elles dépend de l'application. Dans le chapitre V, traitant de la mise en œuvre expérimentale de notre système de mesure, nous avons opté pour la configuration dite « Générateur parallèle, détecteur parallèle, mesure parallèle ». En effet, il s'agit de la configuration la plus polyvalente permettant, d'une part, des mesures en transmission et en réflexion et, d'autre part, une bonne excitation du guide d'onde tout en minimisant l'impact des PCs en termes de réflexions parasites.

II.4 Conclusion

Dans ce second chapitre, nous avons présenté le principe de la photocommutation et de la génération, détection et mesure de signaux THz. Nous avons également passé en revue les différents guides d'onde permettant la propagation de ces signaux et avons ainsi présenté le système de mesure complet qui est utilisé dans le cadre de ces travaux. Dans le chapitre III, le système de mesure présenté sera simulé et les résultats de simulation serviront à valider la méthode d'extraction de l'indice de réfraction de matériau sous test. Enfin les chapitre IV et V présentent une implémentation expérimentale, et les problématiques associées, du système de mesure avec pour objectif la caractérisation d'une gouttelette de glycérol.

III Méthode d'extraction de l'indice de réfraction de matériau

Dans les chapitres précédents, nous avons présenté le dispositif de mesure complet et chaque brique qui le compose. Dans la suite de ce travail, nous allons discuter de la manière dont nos structures peuvent être utilisées afin d'extraire l'indice de réfraction complexe de matériau. En effet, déposer un matériau sur la structure va venir perturber la propagation du signal et le modifier. Cela se traduit par une atténuation plus importante, un retard, de la dispersion, ainsi que par l'apparition de réflexions.

Dans un premier temps, nous allons poser un modèle électrique équivalent de nos structures et faire quelques rappels sur les notions de permittivité diélectrique, d'indice de réfraction du matériau et de la théorie de la propagation de signaux sur des lignes de transmission. Cela nous permettra de définir les signaux et grandeurs nécessaires pour la bonne compréhension du fonctionnement du système de mesure. Ensuite, un outil de simulation permettant la génération de signaux « synthétiques » sera présenté. Il nous permettra de valider la procédure d'extraction de l'indice de réfraction d'un matériau sous test qui sera détaillée pour différentes configurations de mesure. Enfin, nous approfondirons l'effet de l'échantillonnage en temps équivalent et préciserons un domaine de validité pour notre approche.

III.1 Modèle électrique du système de mesure

Comme présenté dans le chapitre précédent, notre dispositif est composé de deux photocommutateurs (PC) dédiés à la génération et à la détection du signal picoseconde, ainsi que d'une structure permettant de guider le signal (ligne de transmission coplanaire). En utilisant le modèle électrique du PC présenté dans le chapitre II, il est possible d'établir un schéma électrique équivalent du système de mesure complet comme présenté dans la Figure III.1. Le photocommutateur de génération est polarisé par une alimentation DC et le photocommutateur de détection est branché à un amplificateur à détection synchrone (*Lock In Amplifier* ou LIA en anglais) pour la mesure du signal (les effets capacitifs des PCs sont négligés). Les « cylindres » représentent les différentes sections des guides d'onde coplanaires : les lignes d'accès aux PC de génération et de détection et la ligne entre les deux PCs.

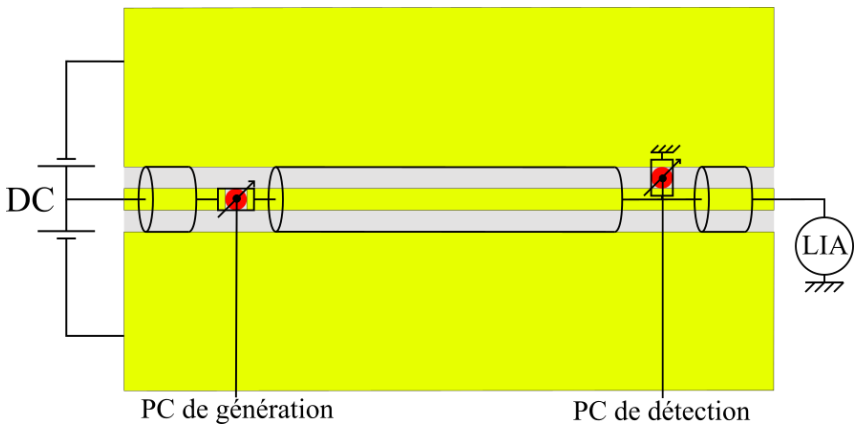


Figure III.1 – Schéma électrique équivalent du système de mesure d'une architecture dite « génération série, détection parallèle, mesure série ».

Dans le cas où l'ou charge notre dispositif de mesure par un matériau sous test, il est également possible d'établir un schéma électrique équivalent comme on peut le voir sur la Figure III.2. La ligne de transmission CPW entre les PCs, quand elle est chargée par le matériau sous test (*Material Under Test* ou MUT en anglais), peut être découpée comme trois tronçons de ligne cascadées. En effet, l'ajout du matériau va venir modifier les propriétés d'une partie de la ligne de transmission qui n'est de fait, plus continue.

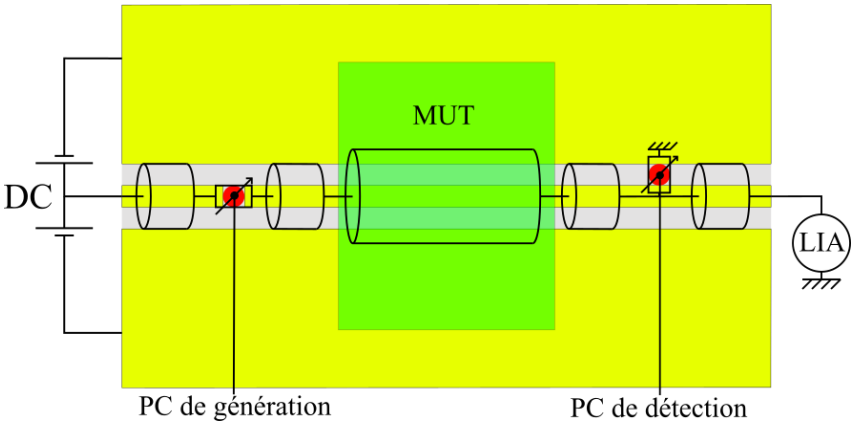


Figure III.2 – Schéma électrique équivalent du système de mesure chargé par un matériau sous test d'une architecture dite « génération série, détection parallèle, mesure série ».

Comme évoqué dans la partie II.3.2, selon le placement du PC de génération, du PC de détection ainsi que de l'appareil de mesure, il existe plusieurs architectures possibles pour notre système de mesure. Chaque architecture est ainsi associée à un schéma électrique équivalent différent. Par exemple, sur les Figure III.1 et Figure III.2, l'architecture dite « génération série, détection parallèle, mesure série » est présentée. Cependant, du point de vue de la méthode d'extraction de la permittivité, toutes les variantes de notre système de mesure possèdent une structure commune et seront donc traitées de la même manière (le signal se propage toujours dans deux lignes d'accès et une ligne chargée, ou non, par le matériau sous test).

Ces différents schémas nous permettent d'étudier et de comprendre le fonctionnement de notre système de mesure. Ils nous permettront de mettre en place un outil de simulation et d'établir des modèles permettant l'extraction de l'indice de réfraction de matériau. Cependant, avant toute chose, il convient de faire un rappel sur les notions de permittivité diélectrique et d'indice de réfraction.

III.2 Rappel sur la notion de permittivité diélectrique, d'indice de réfraction et de la propagation d'un signal dans un matériau

Si un champ électrique $\vec{E}$ est appliqué à un matériau, cela va engendrer la polarisation des atomes ou des molécules et l'orientation des dipôles préexistant qui le compose (vecteur de polarisation $\overrightarrow{P_e}$). Cela va contribuer au flux de déplacement électrique $\vec{D}$ qui peut s'exprimer comme :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \overrightarrow{P_e} \qquad \text{III.1}$$

avec $\vec{E}$ le champ électrique, $\overrightarrow{P_e}$ la polarisation électrique et ε_0 la permittivité du vide.

Dans le cas des matériaux linéaires, l'expression de la polarisation électrique en fonction du champ électrique est la suivante :

$$\overrightarrow{P_e} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E} \qquad \text{III.2}$$

Ou χ_e, qui peut être complexe et variable en fréquence, est appelée la susceptibilité électrique. En combinant III.1 et III.2, nous pouvons écrire :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \qquad \text{III.3}$$

où ε est la permittivité diélectrique complexe du matériau et est définie comme :

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon_0(1 + \chi_e) \qquad \text{III.4}$$

De manière générale, dans le domaine des radiofréquences, on utilise plutôt la notion de permittivité relative ε_r, définie comme :

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' \qquad \text{III.5}$$

Si notre matériau est un isolant parfait, la seule source de pertes sera liée au diélectrique. Nous pouvons ainsi définir une grandeur utile dans le monde des radiofréquences : la tangente de perte diélectrique (ou *dielectric loss tangent* en anglais) telle que :

$$tan\delta_{diel} = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} \qquad \text{III.6}$$

Cependant, dans un matériau où la conductivité σ n'est pas nulle, il existe des pertes par conduction. Soit $\vec{J}$ la densité de courant électrique (en A/m^2) :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \qquad \text{III.7}$$

Or d'après l'équation de Maxwell-Ampère :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega \vec{D} + \vec{J} \qquad \text{III.8}$$

avec $\vec{\nabla}$ le rotationnel, $\vec{H}$ le champ magnétique (en A/m) et $\vec{D}$ la densité de flux électrique (en C/m^2). Il est donc possible d'écrire :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega \vec{E} \left(\varepsilon' - j\varepsilon'' - j\frac{\sigma}{\omega} \right) \qquad \text{III.9}$$

Un second terme complexe qui représente les pertes par conduction apparait ainsi. Ces pertes et les pertes diélectriques sont indistinguables en pratique. Nous avons toujours une contribution des deux types de pertes et il est rarement possible d'en déterminer la source. Ainsi, nous pouvons exprimer la tangente de pertes de manière plus générale sous la forme :

$$tan\delta = \frac{\omega\varepsilon'' + \sigma}{\omega\varepsilon'} = tan\delta_{diel} + \frac{\sigma}{\omega\varepsilon'} \quad \text{III.10}$$

Dans le cas des matériaux isotropes et non magnétiques (perméabilité μ_r de 1), il existe un lien simple entre la permittivité complexe et l'indice de réfraction complexe défini en optique :

$$n = \sqrt{\varepsilon_r} \quad \text{III.11}$$

Nous pouvons donc en déduire les relations de passage suivantes (avec $n = n' - j\kappa$) :

$$\varepsilon_r' = n'^2 + \kappa^2 \quad \text{III.12}$$

$$\varepsilon_r'' = 2n'\kappa \quad \text{III.13}$$

$$tan\delta = \frac{2n'\kappa}{n'^2 + \kappa^2} \quad \text{III.14}$$

Par la suite, nous parlerons donc soit de permittivité soit d'indice de réfraction de manière équivalente, ces deux notions étant liées entre elles et équivalentes lorsque $\mu_r = 1$.

Imaginons maintenant une onde électromagnétique se propageant en espace libre (comprenons ici dans le vide). Nous pouvons exprimer son exposant de propagation γ_0 et l'impédance caractéristique du vide Z_0 comme :

$$\gamma_0 = j\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} = \frac{j\omega}{c} \quad \text{III.15}$$

$$Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0 c} = 377\ \Omega \quad \text{III.16}$$

avec $\varepsilon_0 = 8.85418782 \times 10^{-12}$ F.m^{-1} la permittivité du vide, $\mu_0 = 1.256 \times 10^{-6}$ T/(A.m^{-1}) la perméabilité du vide et $c = 299792458$ m.s^{-1} la vitesse de la lumière dans le vide. Nous rappelons la relation fondamentale liant ces trois grandeurs :

$$\varepsilon_0 . \mu_0 . c^2 = 1 \quad \text{III.17}$$

Dans le cas d'un signal se propageant dans un matériau homogène d'indice n, il existe un lien direct entre l'exposant de propagation du signal γ et l'impédance caractéristique Z du matériau d'une part, et γ_0 et Z_0 d'autre part tel que :

$$\gamma = n\gamma_0 \quad \text{III.18}$$

$$Z = \frac{Z_0}{n} \quad \text{III.19}$$

Dans le cas de signaux guidés, tels que sur nos structures, le lien entre l'indice de réfraction et l'exposant de propagation γ d'une part, et l'impédance caractéristique Z d'autre part, n'est pas trivial. Il nous faut ainsi nous intéresser à la théorie de la propagation des signaux sur les lignes de transmission.

III.3 Rappel sur la théorie de la propagation dans les lignes de transmissions

Dans le domaine des radiofréquences, une ligne de transmission est un quadripôle électrique caractérisé par son aspect distribué [92], [93]. En effet, l'amplitude du signal qui se propage va être modifiée au fur et à mesure de sa propagation sur cette dernière, à l'inverse d'un quadripôle dit « localisé » où le signal ne sera pas modifié. Du point de vue d'un signal, tout composant ayant des dimensions physiques fortement inférieures à sa longueur d'onde est vu comme un dispositif localisé où aucun phénomène de propagation ne prend place. En revanche, dans le cas d'un guide d'onde dont les dimensions sont de l'ordre, ou supérieur à la longueur d'onde du signal, des phénomènes de propagation se produiront. Pour nos structures, la distance typique entre les PCs de génération et de détection est de l'ordre de grandeur des plus petites longueurs d'onde associées aux impulsions générées (~1 mm), et donc des phénomènes de propagation prennent place et doivent être considérés.

III.3.1 L'équation des télégraphistes

Soit un système de transmission constitué de deux conducteurs séparés par un diélectrique isolant (l'air par exemple) connectant deux appareils comme montré sur la Figure III.3.

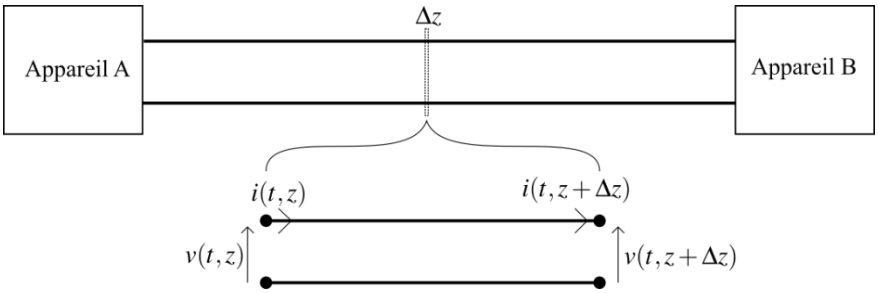


Figure III.3 – Ligne de transmission connectant deux appareils A et B. Nous définissons une section infinitésimale d'une longueur Δz de cette ligne.

Il est possible, pour une section infinitésimale Δz de la structure, d'établir un schéma électrique équivalent en associant les différents effets physiques liés à la ligne de transmission à des composants discrets. Ces différents effets sont résumés dans le Tableau III.1.

Résistance linéique : R	Ohm/m	Pertes par effet Joule.
Inductance linéique : L	Henry/m	Courant induit d'un conducteur vers l'autre grâce au champs magnétiques produit par la propagation de courant.
Conductance linéique : G	Siemens/m	Pertes par courant de fuite (conduction dans l'isolant).
Capacité linéique : C	Farad/m	Effet capacitif lié à l'isolant et à la tension appliquée entre les deux conducteurs. Cet effet dépend de la géométrie de la structure (écartement et forme des conducteurs).

Tableau III.1 – Association des différents phénomènes physiques d'un système de transmission à des composants discrets.

Ces quatre paramètres (R, L, G et C) sont appelés les paramètres primaires d'une ligne de transmission et sont généralement variables en fréquence. Ils peuvent être associés dans le modèle électrique équivalent du tronçon de ligne donné sur la Figure III.4.

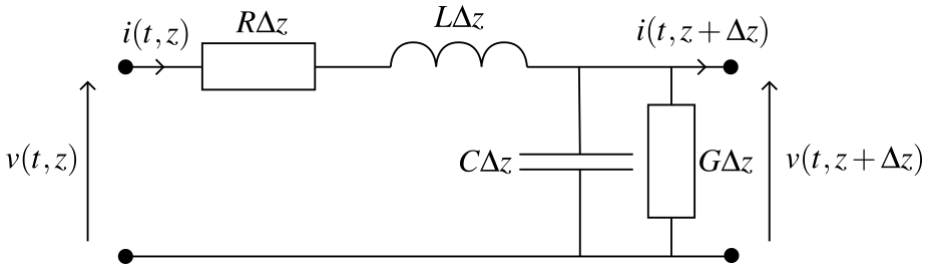


Figure III.4 – Modèle électrique équivalent d'une section infinitésimale d'une ligne de transmission.

Depuis le circuit de la Figure III.4, nous pouvons appliquer les équations de Kirchhoff pour déduire les relations entre les courants et les tensions en entrée et en sortie de la section de ligne :

$$v(t,z+\Delta z)-v(t,z)=-R\Delta z\,\mathrm{i(t},z)-L\Delta z\frac{\partial i(t,z)}{\partial t} \qquad \text{III.20}$$

$$i(t,z+\Delta z)-i(t,z)=-G\Delta z\,\mathrm{v}(t,z+\Delta z)-C\Delta z\frac{\partial v(t,z+\Delta z)}{\partial t} \qquad \text{III.21}$$

En faisant tendre la longueur du tronçon vers 0 ($\Delta z \to 0$), afin de se rapprocher d'une section infinitésimale, nous obtenons deux équations différentielles. Ces relations sont connues comme les « équations des télégraphistes ».

$$\frac{\partial v(t,z)}{\partial z}=-Ri(t,z)-L\frac{\partial i(t,z)}{\partial t} \qquad \text{III.22}$$

$$\frac{\partial i(t,x)}{\partial z}=-Gv(t,z)-C\frac{\partial v(t,z)}{\partial t} \qquad \text{III.23}$$

Pour aller plus loin dans l'analyse, il nous faut passer dans le domaine fréquentiel. Considérons donc nos signaux temporels comme des phaseurs de la forme :

$$v(t,z)=re\{V(z)e^{j\omega t}\} \qquad \text{III.24}$$

$$i(t,z)=re\{I(z)e^{j\omega t}\} \qquad \text{III.25}$$

Les équations des télégraphistes peuvent ainsi se réécrire comme :

$$\begin{cases}\dfrac{\partial V(\omega,z)}{\partial z}=-(R+jL\omega)I(\omega,z)\\ \dfrac{\partial I(\omega,z)}{\partial z}=-(G+jC\omega)V(\omega,z)\end{cases} \qquad \text{III.26}$$

Les deux équations peuvent être résolues simultanément via une deuxième dérivation sur z pour donner les équations de l'évolution de la tension et du courant le long de la propagation dans la ligne de transmission. Ces équations sont appelées « équations d'ondes » et s'écrivent :

$$\begin{cases}\dfrac{\partial^2 V(\omega,z)}{\partial z^2}-\gamma(\omega)^2V(\omega,\mathrm{z})=0\\ \dfrac{\partial^2 I(\omega,z)}{\partial z^2}-\gamma(\omega)^2I(\omega,\mathrm{z})=0\end{cases} \qquad \text{III.27}$$

Où γ est l'exposant de propagation complexe de la ligne de transmission variable en fréquence. Il est défini comme :

$$\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + \mathrm{j}\beta(\omega) = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} \qquad \text{III.28}$$

avec α l'exposant de pertes représentant l'atténuation du signal (en $\mathrm{Np/m}$) et β l'exposant de phase (en $\mathrm{rad/m}$) représentant le déphasage linéique.

Les conditions aux limites de la ligne de transmission (sur les ports ou terminaisons) doivent être connues (amplitude et phase). Soit le port 1 en $z = 0$ et le port 2 en $z = l$, nous pouvons définir les phaseurs de conditions aux limites suivants :

$$\begin{cases} V_1^+(\omega) = V^+(\omega, z = 0) \\ V_2^+(\omega) = V^+(\omega, z = l) \\ V_1^-(\omega) = V^-(\omega, z = 0) \\ V_2^-(\omega) = V^-(\omega, z = l) \\ I_1^+(\omega) = I^+(\omega, z = 0) \\ I_2^+(\omega) = I^+(\omega, z = l) \\ I_1^-(\omega) = I^-(\omega, z = 0) \\ I_2^-(\omega) = I^-(\omega, z = l) \end{cases} \qquad \text{III.29}$$

La résolution de l'équation de la tension observable du système III.27 donne :

$$V(\omega, z) = V^+(\omega, \mathrm{z}) + V^-(\omega, \mathrm{z}) \qquad \text{III.30}$$

Avec V^+ et V^- les ondes de tensions progressives et régressives se propageant dans la ligne de transmission :

$$V^+(\omega, \mathrm{z}) = V_1^+(\omega)\mathrm{e}^{-\gamma z} \qquad \text{III.31}$$

$$V^-(\omega, \mathrm{z}) = V_2^-(\omega)\mathrm{e}^{+\gamma z} \qquad \text{III.32}$$

Ainsi, de manière analogue à la propagation en espace libre, il existe dans les lignes de transmission une superposition de signaux qui se déplacent de manière progressive et régressive.

De même, la résolution de l'équation du courant observable du système III.27 donne :

$$I(\omega, z) = I^+(\omega, \mathrm{z}) + I^-(\omega, \mathrm{z}) \qquad \text{III.33}$$

Avec I^+ et I^- les ondes de courants progressives et régressives se propageant dans la ligne de transmission qui sont de la forme :

$$I^+(\omega, \mathrm{z}) = I_1^+(\omega)\mathrm{e}^{-\gamma z} \qquad \text{III.34}$$

$$I^-(\omega, \mathrm{z}) = I_2^-(\omega)\mathrm{e}^{+\gamma z} \qquad \text{III.35}$$

Afin de faire apparaitre le lien entre tension et courant, en injectant III.31 et III.32 dans III.30, puis en dérivant cette équation par rapport à z et en substituant l'expression de $\partial V/\partial z$ dans III.26, nous obtenons cette autre expression du courant observable $I(\omega, z)$:

$$I(\omega,z)=\frac{\gamma}{R+jL\omega}V_1^+(\omega)\mathrm{e}^{-\gamma z}-\frac{\gamma}{R+jL\omega}V_2^-(\omega)\mathrm{e}^{+\gamma z} \qquad \text{III.36}$$

Il est possible de définir l'impédance caractéristique d'une ligne de transmission Z_c comme le rapport entre l'onde de tension progressive III.31 (ou régressive III.32) par l'onde de courant progressive III.34 (ou régressive III.35) en tout point de la ligne de transmission dans le cas où une onde progressive (ou régressive) existe seule :

$$Z_c(\omega)=\frac{V^+(\omega,z)}{I^+(\omega,z)}=-\frac{V^-(\omega,z)}{I^-(\omega,z)}=\frac{R+jL\omega}{\gamma}=\sqrt{\frac{R+jL\omega}{G+jC\omega}} \qquad \text{III.37}$$

Une ligne de transmission est ainsi complètement caractérisée par son exposant de propagation γ et son impédance caractéristique Z_c. Ils constituent ce que l'on appelle les paramètres secondaires des lignes de transmission. Ces deux grandeurs, comme en espace libre, décrivent comment l'onde électromagnétique va se propager sur les structures. Cependant, contrairement à la propagation en espace libre, il est complexe de relier directement les propriétés des matériaux qui composent le guide d'onde et ces paramètres. En effet, la structure même du guide d'onde doit être prise en compte (géométrie des conducteurs, permittivité des différents matériaux qui le composent, etc.).

Il est possible, via des transformations conformes, d'obtenir l'expression analytique de ce lien mais ces calculs sont fastidieux et comportent plusieurs hypothèses. Une seconde approche consiste à utiliser des outils de simulation numérique. Nous reviendrons sur ce point dans la partie III.4 traitant du développement d'une chaine complète de simulation du système de mesure.

Finalement, il est possible d'établir un modèle électrique équivalent global d'une ligne de transmission comme montré sur la Figure III.5 où nous définissons les courants et tensions mesurables aux bornes de la ligne et l'amplitude des ondes de tension entrantes et sortantes de cette même ligne.

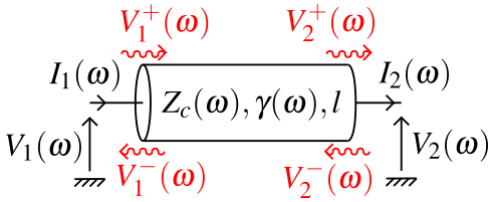


Figure III.5 – Modèle électrique d'une ligne de transmission et les grandeurs à prendre en considération aux différents ports.

En reprenant l'équation III.30, les courants et les tensions s'expriment en fonction de l'amplitude des ondes de tension au niveau des ports comme :

$$\begin{cases} V_1(\omega)=V_1^+(\omega)+V_1^-(\omega) \\ I_1(\omega)=\dfrac{V_1^+(\omega)-V_1^-(\omega)}{Z_c(\omega)} \\ V_2(\omega)=V_2^+(\omega)+V_2^-(\omega) \\ I_2(\omega)=\dfrac{V_2^+(\omega)-V_2^-(\omega)}{Z_c(\omega)} \end{cases} \qquad \text{III.38}$$

Ces relations peuvent être inversées pour obtenir les expressions de l'amplitude des ondes de tension entrantes et sortantes de la ligne de transmission tel que :

$$\begin{cases} V_1^+(\omega) = \dfrac{V_1(\omega) + Z_c(\omega) I_1(\omega)}{2} \\ V_1^-(\omega) = \dfrac{V_1(\omega) - Z_c(\omega) I_1(\omega)}{2} \\ V_2^+(\omega) = \dfrac{V_2(\omega) + Z_c(\omega) I_2(\omega)}{2} \\ V_2^-(\omega) = \dfrac{V_2(\omega) - Z_c(\omega) I_2(\omega)}{2} \end{cases} \qquad \text{III.39}$$

Depuis les équations III.31 et III.32, nous pouvons exprimer la relation décrivant la propagation du signal dans la ligne de transmission pour les ondes progressive et régressive de tension tel que :

$$V_2^+(\omega) = V_1^+(\omega) \mathrm{e}^{-\gamma(\omega) l} \qquad \text{III.40}$$

$$V_1^-(\omega) = V_2^-(\omega) \mathrm{e}^{-\gamma(\omega) l} \qquad \text{III.41}$$

Enfin, pour expliciter la relation entre ces différentes grandeurs dans une ligne de transmission, il est intéressant d'utiliser un dernier outil : le graphe de fluence. Dans ce type de représentation, chaque point correspond à un signal (une onde de tension ou de courant) et chaque ligne correspond à une multiplication de cette grandeur par un coefficient. Par exemple, le modèle associé à une ligne de transmission seule est présenté sur la Figure III.6.

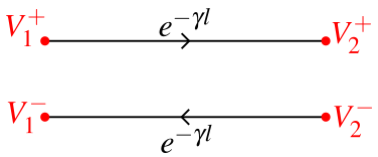


Figure III.6 – Graphe de fluence associé au modèle électrique d'une ligne de transmission.

III.3.2 Relations aux ports (ou terminaisons) d'une ligne de transmission

III.3.2.1 Le coefficient de réflexion r

Aucune ligne n'étant infinie, il nous faut nous intéresser à ce qu'il se passe aux ports d'une ligne de transmission. En effet, dès lors qu'un signal qui se propage rencontre une discontinuité (fin d'un guide d'onde, changement de sa géométrie, etc.), une partie de celui-ci va être réfléchie et repartir dans l'autre sens. Pour quantifier ce phénomène, on définit le coefficient de réflexion r comme le rapport d'une grandeur se propageant dans un sens sur la grandeur se propageant dans l'autre sens en tout point de la ligne de transmission. Il peut être défini avec les ondes de tension ou de courant mais, par soucis de simplicité, seul le cas des ondes de tension sera traité ici. Soit :

$$r(\omega, z) = \frac{V^-(\omega, z)}{V^+(\omega, z)} \qquad \text{III.42}$$

Considérons que, en $z = l$ (à la fin de la ligne), la ligne est chargée par une impédance d'une valeur Z_l. Sur ce port, les courants et les tensions doivent respecter la loi d'Ohm, nous pouvons donc écrire, avec les équations du système III.38, la relation suivante :

$$Z_l(\omega) = \frac{V(\omega, z = l)}{I(\omega, z = l)} = Z_c(\omega)\frac{V^+(\omega, z = l) + V^-(\omega, z = l)}{V^+(\omega, z = l) - V^-(\omega, z = l)} \qquad \text{III.43}$$

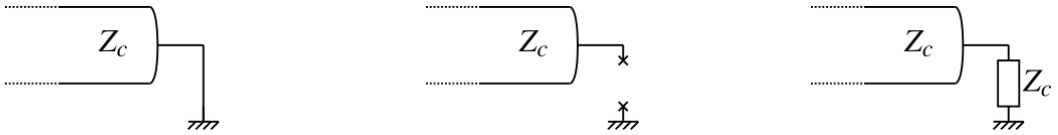
Qui peut également s'exprimer :

$$Z_l(\omega) = Z_c(\omega)\frac{1 + r(\omega, z = l)}{1 - r(\omega, z = l)} \qquad \text{III.44}$$

Ou encore :

$$r(\omega, z = l) = \frac{Z_l(\omega) - Z_c(\omega)}{Z_l(\omega) + Z_c(\omega)} \qquad \text{III.45}$$

Le coefficient de réflexion r aux ports d'une ligne de transmission dépend ainsi uniquement de l'impédance caractéristique de cette dernière et de la résistance de charge à ses ports. Comme nous pouvons le voir sur la Figure III.7, il existe trois cas particuliers de terminaison de ligne : le circuit ouvert, le court-circuit et la charge adaptée. Dans le cas du circuit ouvert, l'impédance de charge est considérée comme infinie et donc $r(\omega, z = l) = 1$. Autrement dit, tout signal incident est réfléchi dans le sens contraire et son amplitude conserve le même signe. Dans le cas du court-circuit, l'impédance de charge vaut 0 et donc $r(\omega, z = l) = -1$. L'intégralité du signal est de nouveau réfléchie dans le sens inverse mais avec un signe opposé. Dans le dernier cas, la ligne de transmission est chargée par une résistance de la valeur de l'impédance caractéristique de la ligne. Sous cette condition, $r(\omega, z = l) = 0$ et tout le signal incident est transmis à la charge, aucun signal n'est réfléchi.



(a) (b) (c)

Figure III.7 – Ligne de transmission terminée par un court-circuit (a), un circuit ouvert (b) et une charge adaptée (c).

III.3.2.2 Le coefficient de transmission t

De manière très analogue au coefficient de réflexion, nous pouvons définir un coefficient de transmission permettant de quantifier la quantité de signal transmis à une charge. Ce coefficient est défini comme le rapport de la tension transmise à une charge et de l'onde de tension incidente se propageant vers cette même charge. Soit :

$$t(\omega, z) = \frac{V(\omega, z)}{V^+(\omega, z)} = 1 + r(\omega, z) \qquad \text{III.46}$$

III.3.2.3 Le cas de deux lignes de transmission cascadées

Dans le cas de l'interface entre deux lignes cascadées, si les impédances caractéristiques ne sont pas les mêmes, une partie du signal sera réfléchie et une partie sera transmise. C'est notamment le cas auquel nous serons confrontés à l'interface du matériau à caractériser qui sera déposé sur la ligne de transmission. La section de la ligne recouverte par le MUT sera considérée comme une ligne d'impédance différente de la ligne sans MUT. Nous pouvons établir un schéma électrique équivalent à cette interconnexion comme le montre la Figure III.8 :

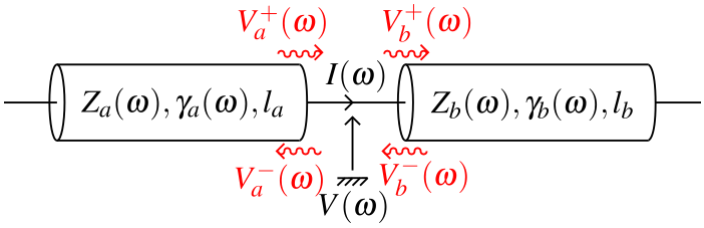


Figure III.8 – Modèle électrique équivalent de deux lignes de transmission cascadées d'impédances caractéristique et d'exposant de propagation différents

avec :

- V la tension mesurable à l'interface entre les deux lignes,
- I le courant mesurable à l'interface entre les deux lignes,
- V_a^+ l'amplitude de l'onde de tension sortante de la ligne A,
- V_a^- l'amplitude de l'onde de tension entrante dans la ligne A,
- V_b^+ l'amplitude de l'onde de tension entrante dans la ligne B,
- V_b^- l'amplitude de l'onde de tension sortante de la ligne B.

Pour mettre en évidence le lien entre ces différentes grandeurs, nous pouvons tracer le graphe de fluence associé comme montré sur la Figure III.9. Cela nous permet de visualiser et d'expliciter l'expression des signaux réfléchis et des signaux transmis à l'interface.

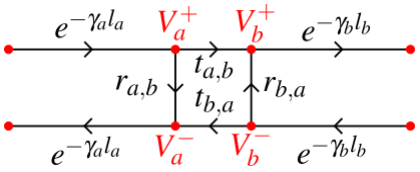


Figure III.9 – Graphe de fluence associé au modèle électrique de deux tronçons de ligne de transmission cascadées d'impédance caractéristique différentes.

En utilisant les équations III.45 et III.46, les différents coefficients de réflexion et de transmission s'expriment comme :

$$r_{a,b}(\omega) = \frac{Z_b(\omega) - Z_a(\omega)}{Z_b(\omega) + Z_a(\omega)} \quad \text{III.47}$$

$$t_{a,b}(\omega) = 1 + r_{a,b}(\omega) = \frac{2Z_b(\omega)}{Z_a(\omega) + Z_b(\omega)} \quad \text{III.48}$$

$$r_{b,a}(\omega) = \frac{Z_a(\omega) - Z_b(\omega)}{Z_a(\omega) + Z_b(\omega)} = -r_{a,b}(\omega) \quad \text{III.49}$$

$$t_{b,a}(\omega) = 1 - r_{a,b}(\omega) = \frac{2Z_a(\omega)}{Z_a(\omega) + Z_b(\omega)} \qquad \text{III.50}$$

III.4 Développement d'un outil de simulation pour la génération de mesures synthétiques et la validation de la méthode d'extraction

Dans l'optique de valider notre méthode d'extraction et de pouvoir étudier l'intérêt de différentes configurations de mesure avant de les mettre en œuvre expérimentalement, nous avons mis en place un outil de simulation permettant la génération de signaux dits « synthétiques » pouvant venir en remplacement de mesures réelles. Ce simulateur prend en compte les propriétés géométriques de nos guides d'onde, les propriétés diélectriques du matériau qu'il faudrait caractériser, le schéma électrique équivalent de nos structures ainsi que la méthode de mesure en temps équivalent. La chaine de simulation est ainsi constituée de 3 blocs comme visible sur la Figure III.10.

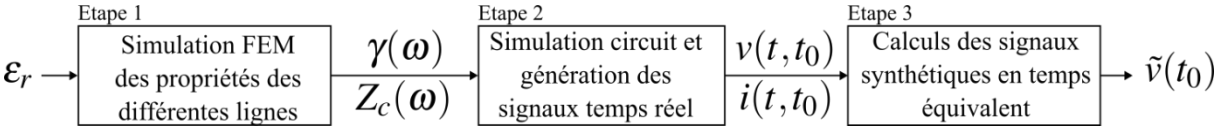


Figure III.10 – Organigramme de la chaine de simulation permettant l'obtention de signaux synthétiques.

Le premier bloc consiste à procéder à la simulation électromagnétique (EM) par la méthode des éléments finies des guides d'onde (ligne de transmission CPW). Pour une configuration de ligne bien définie (dimensions géométriques, conductivité du métal, constante diélectrique du substrat), ce bloc prend comme variable d'entrée la valeur de la permittivité diélectrique complexe du matériau qui est déposé sur la ligne CPW. Cette valeur peut être celle de l'air ou toute valeur réaliste et variable en fréquence d'un matériau quelconque. Nous avons à cette fin utilisé les modèles de Debye [99], Djordjevic-Sarkar [100] ou encore Drude-Lorentz [101] pour simuler la réponse de différents matériaux. A l'issue de ce premier calcul, le simulateur EM nous donne les paramètres de notre ligne de transmission (primaires, secondaires ou les paramètres S) qui sont ensuite injectés dans une simulation temporelle du circuit électrique du système de mesure. Cette simulation électrique nous donne des formes d'onde temporelles (courants et tensions) correspondant aux signaux qui se sont propagés au sein de la structure en temps réel. Enfin, ces signaux sont traités et compilés afin de « générer » un signal représentatif de la méthode de mesure en temps équivalent.

III.4.1 Etape 1 : simulation électromagnétique des lignes de transmission

Comme évoqué dans la partie III.3, dans un guide d'onde, le lien entre l'exposant de propagation d'une onde électromagnétique et les propriétés des différents matériaux qui composent la structure n'est pas trivial. Afin de simuler une ligne de transmission, l'expression de l'exposant de propagation peut être obtenu analytiquement via l'utilisation de transformations conformes. Cette manière de faire a été beaucoup utilisée jusqu'au début des années 2000 [102], [103], [104] mais demande de faire des calculs relativement fastidieux et plusieurs hypothèses sont utilisées (notamment l'existence de mur magnétique entre chaque couche de matériau). Malgré l'existence d'abaques, il peut être difficile de trouver la formule adaptée à notre cas et de plus, il est difficile de prendre finement en compte toutes les propriétés des structures.

De nos jours, l'amélioration des performances des outils informatiques nous permet de calculer numériquement la réponse de ces structures via différentes méthodes (FEM, FDTD, etc.). Elles permettent, en modélisant la géométrie de la structure et en configurant finement les propriétés de tous les matériaux qui la composent, de calculer la réponse d'un guide d'onde ou tout autre structure telle que des antennes ou des résonateurs. Ces simulations peuvent notamment calculer l'exposant de propagation ainsi que l'impédance caractéristique d'une ligne de transmission. Divers logiciels peuvent être utilisés tels que *COMSOL*, *CST* ou encore *ANSYS Electronics Desktop*. Nous avons opté pour cette dernière solution avec notamment le solveur 2D (*Q2D*) et 3D (*HFSS*).

En l'absence de matériau, les lignes coplanaires sont invariantes par translation (la géométrie est identique le long de la direction de propagation), il est ainsi possible de les simuler en 2D ou en 3D. Initialement, nous souhaitions simuler notre structure en 3D comme montré sur la Figure III.11. Cela nous aurait principalement permis, lorsque l'on dépose un matériau, de lui donner une forme arbitraire (des gouttes exemple) et ainsi de prendre finement sa forme en compte.

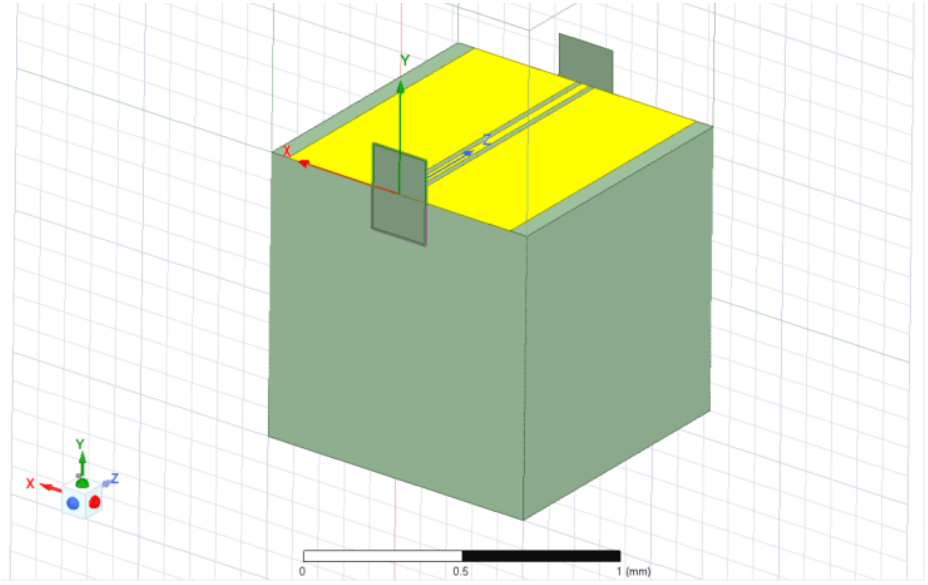
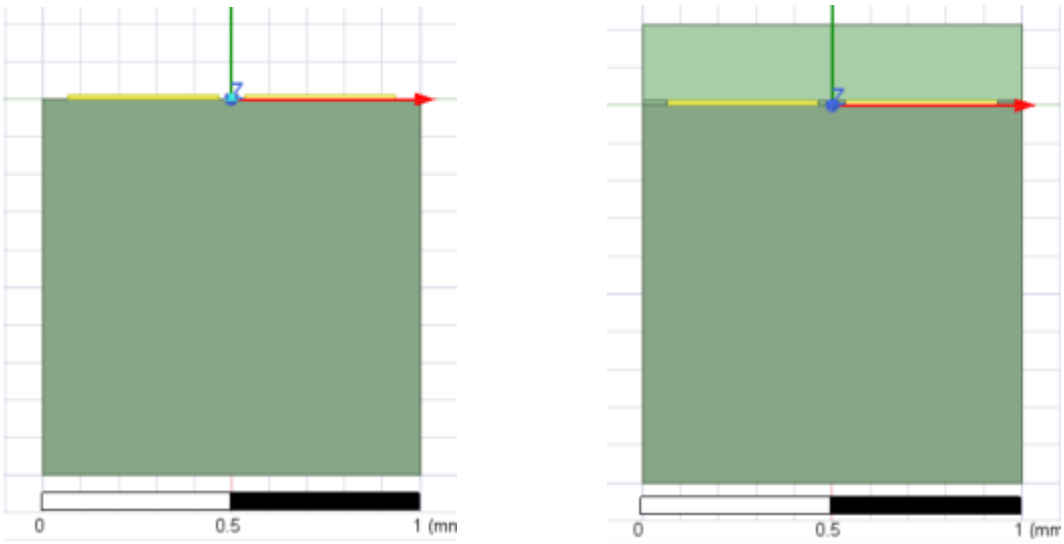


Figure III.11 – Modèle 3D d'une ligne CPW modélisée dans ANSYS HFSS.

Cependant, la simulation 3D de telles structures pour les fréquences visées dans ces travaux (environ 500 GHz) n'est pas simple. En effet, il devient délicat d'exciter correctement la ligne CPW (placement et dimensionnement correct des ports d'excitation) et les temps de calculs deviennent rapidement très longs du fait du maillage très fin de la structure. Pour ces raisons, nous avons plutôt opté pour des simulations 2D comme montré sur la Figure III.12. Nous avons ici deux modèles distincts pour simuler une ligne non chargée ou chargée par du matériau. Ces simulations ont l'avantage d'être très rapides mais impliquent d'avoir un matériau déposé sur les lignes de forme parallélépipèdique ou assimilable.



(a) (b)

Figure III.12 – Modèle 2D des lignes CPW non chargée (a) et chargée (b) modélisées dans ANSYS Q2D. L'épaisseur des conducteurs ont été exagérées à des fins de visibilité.

Les simulations 2D permettent d'obtenir les paramètres primaires des lignes de transmission (R, L, G et C). Dans un premier temps, une simulation est effectuée afin de calculer les matrices R et L grâce à un solveur magnétique quasi-statique (*Ansys Electronics Desktop Q2D magnetic solver*) prenant en compte la conductivité des conducteurs et du substrat. Dans un second temps, les matrices G et C sont quant à elles calculées grâce à un solveur électrique quasi-statique (*Ansys Electronics Desktop Q2D electric solver*) qui prend en compte la permittivité diélectrique complexe de chaque matériau qui composent la ligne de transmission (l'air, le GaAs et le MUT). Depuis ces quatre matrices de paramètres primaires, il est ensuite possible de déduire les matrices de paramètres secondaires (impédance caractéristique et exposant de propagation) de la ligne de transmission grâce aux équations III.28 et III.37.

Les différents paramètres des matériaux utilisés dans ces simulations sont résumés dans le Tableau III.2 :

	GaAs	**Or**	**Air**	**MUT**
Relative permittivity (ε_r')	12,9	1	1,0006	Variable selon modèle
Relative permeability (μ_r')	1	0,99996	1,0000004	1
Bulk conductivity [S/m] (σ)	0	41000000	0	0
Dielectric loss tangent ($tan\delta_{diel}$)	0,0001	0	0	Variable selon modèle
Magnetic loss tangent	0	0	0	0

Tableau III.2 – Récapitulatif des propriétés des matériaux utilisés dans les simulations.

III.4.2 Etape 2 : simulation électrique temporelle du système de mesure

Une fois la simulation électromagnétique de la ligne de transmission effectuée, les paramètres primaires ou secondaires calculés sont injectés dans un simulateur de circuit afin de simuler la réponse électrique du système. Les lignes de transmission étant des composants dont la réponse varie en fréquence, peu de simulateurs circuits temporels proposent d'intégrer de tels modèles. Nous avons ainsi choisi le logiciel

ADS de Keysight qui nous permet d'intégrer aisément des blocs représentant les paramètres S d'un circuit radiofréquence (les paramètres S se calculent aisément depuis les paramètres secondaires des lignes de transmission). Nous pouvons ainsi modéliser chaque tronçon de ligne de transmission du circuit électrique équivalent par des blocs distincts et interconnectés entre eux.

III.4.2.1 Simulation du circuit sans la prise en compte de l'échantillonnage

Dans un premier temps, pour bien comprendre les phénomènes de propagation qui prennent place sur notre structure, nous pouvons simuler le système de mesure sans prendre en compte la méthode de mesure en temps équivalent. En conséquence, le PC de détection n'est pas modélisé. De plus, pour optimiser le temps de simulation, nous n'avons pas non plus modélisé le PC de génération. Nous avons simplement considéré un générateur de tension (constitué d'une source de tension et d'une longue ligne d'accès) générant un signal gaussien dont la largeur à mi-hauteur est représentative de celle des impulsions générées via des PCs (soit 1ps). Le schéma électrique équivalent de ce montage est visible sur la Figure III.13.

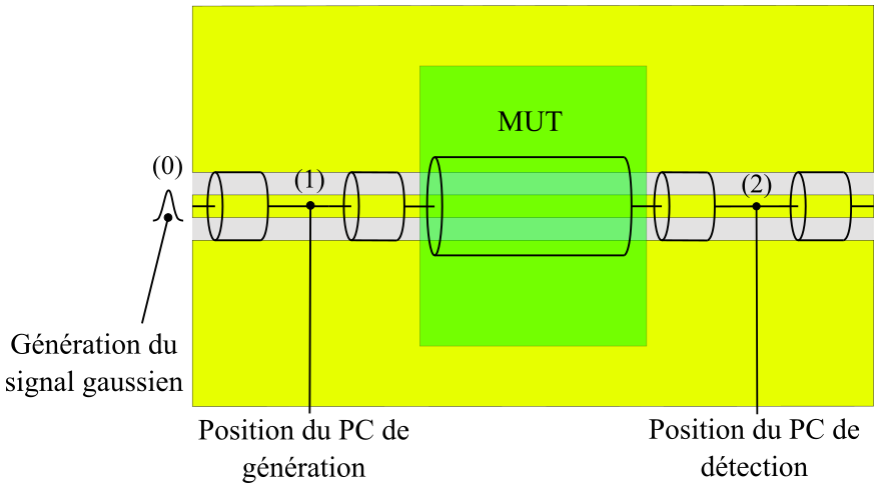


Figure III.13 – Schéma électrique équivalent simplifié du système de mesure sans prise en compte de la mesure en temps équivalent, ni de la génération via l'utilisation d'un PC.

Ainsi, comme nous pouvons le voir sur la Figure III.14, l'implémentation du schéma électrique du système de mesure dans *ADS* est relativement simple et directe. Elle est constituée des différents blocs « S2P » correspondant aux différents tronçons de ligne de transmission. Le générateur de tension est positionné au point 0 puis le signal est guidé via une longue ligne vers la position 1, qui est la position du PC de génération. Ensuite, le signal se propage via une première ligne dite « d'accès », puis une ligne chargée ou non par un matériau et enfin une seconde ligne d'accès jusqu'à la position 2. Cette position correspondant à la position du PC d'échantillonnage.

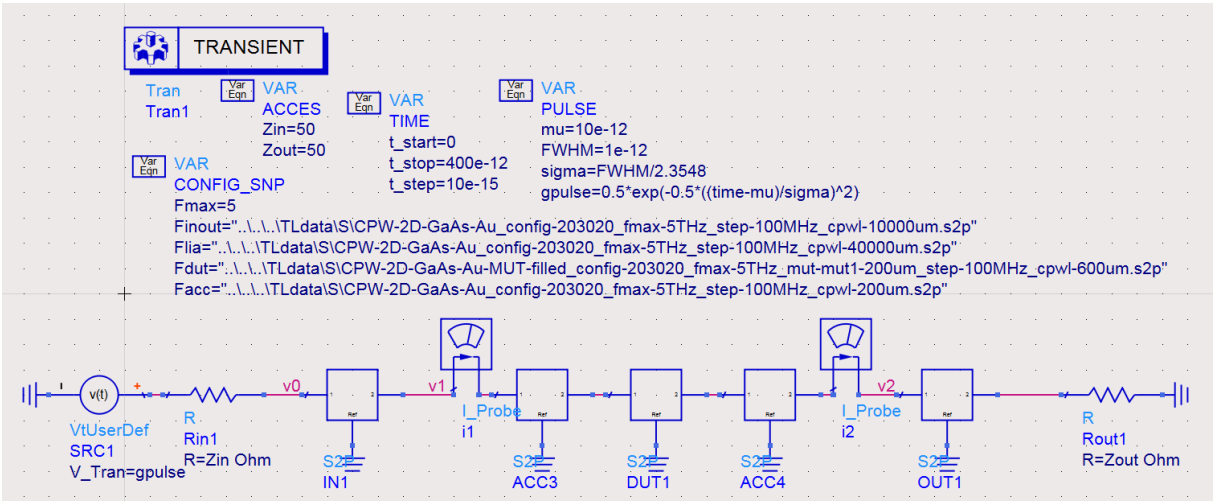


Figure III.14 – Implémentation ADS du circuit électrique équivalent simplifié du système de mesure.

Cette impulsion, générée au point 0, va ainsi se propager et être mesurée au point 1 puis au point 2. La longueur typique des lignes d'accès est de 200µm et celle de la ligne chargée (ou non) par le matériau est de 600µm. Nous avons réalisé la simulation pour un tel dispositif excité par une impulsion gaussienne d'amplitude 500 mV et de largeur à mi-hauteur de 1 ps. La ligne de transmission centrale est recouverte d'un bloc de matériau sans pertes de constante diélectrique 3.1. Les différents courants et tensions simulés au point 1 et au point 2, qui sont les grandeurs mesurables, sont visibles sur la Figure III.15. Nous pouvons noter que la forme et l'amplitude de ces signaux sont bien différentes du signal généré au point 0. En effet, cela est dû à l'atténuation et à la dispersion dans la ligne « IN1 », faisant partie du générateur, qui réduit l'amplitude des signaux d'un facteur 10 et modifie leurs formes. Cette ligne constitue simplement une astuce de simulation et est nécessaire pour éliminer les réflexions parasites. Nous n'en tiendrons pas compte dans l'analyse car seuls les effets de propagation entre le point 1 et 2 nous intéressent.

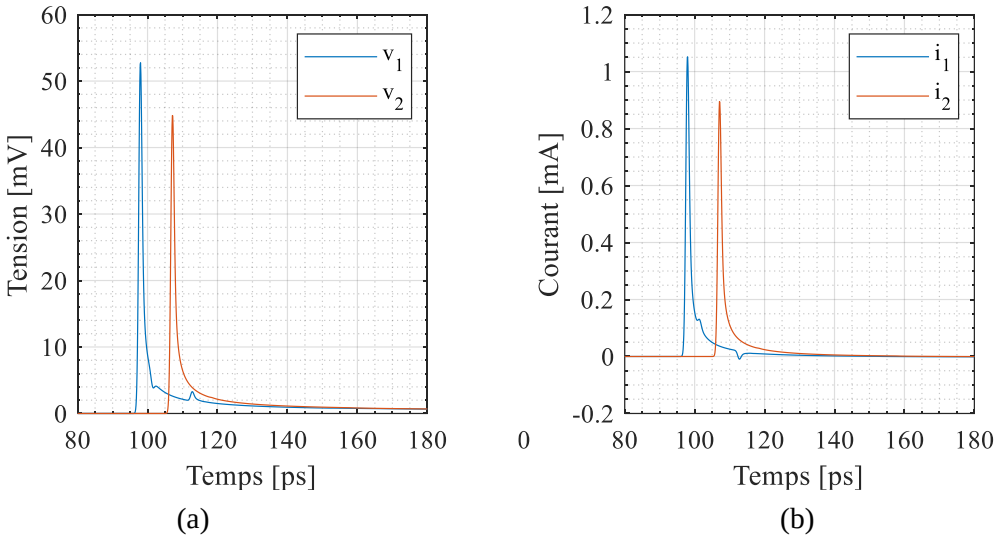


Figure III.15 – Tensions (a) et courants (b) mesurables aux points 1 et 2 de la simulation ADS du circuit électrique équivalent simplifié.

Il est difficile en l'état de donner du sens à ces courbes. Il est clair que les petits pics visibles à 102ps et 112ps suggèrent l'existence de réflexions dans le signal et mettent ainsi en évidence une discontinuité d'impédance entre le point 1 et le point 2. En effet, cette simulation a été faite avec un matériau de permittivité $\varepsilon_r = 3.1$ chargeant la ligne. Cela va créer une discontinuité d'impédance entre les lignes d'accès et la ligne chargée ce qui, de fait, crée des réflexions dans le signal.

Les tensions et courants observables (v_1, v_2, i_1 et i_2) ne sont pas les signaux pertinents à visualiser pour rendre compte de la propagation du signal le long de la ligne de transmission. En appliquant la transformation de Fourier inverse aux équations du système III.39, nous obtenons les expressions temporelles des ondes de tension progressives et régressives aux points 1 et 2 (le symbole $*$ représente ici le produit de convolution) :

$$\begin{cases} v_1^+(t) = \dfrac{v_1(t) + z_c(t) * i_1(t)}{2} \\ v_1^-(t) = \dfrac{v_1(t) - z_c(t) * i_1(t)}{2} \\ v_2^+(t) = \dfrac{v_2(t) + z_c(t) * i_2(t)}{2} \\ v_2^-(t) = \dfrac{v_2(t) - z_c(t) * i_2(t)}{2} \end{cases} \qquad \text{III.51}$$

Ces signaux sont présentés sur la Figure III.16.

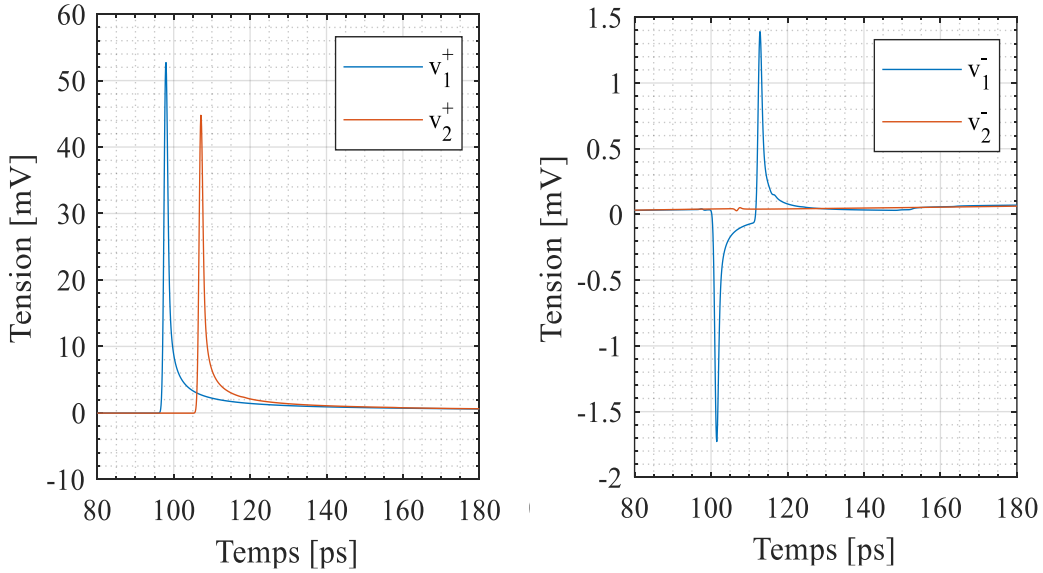


Figure III.16 – Amplitude des ondes de tension progressive (a) et régressive (b) calculées aux point 1 et 2 de la simulation ADS du circuit électrique équivalent simplifié.

En observant l'amplitude des ondes progressives (v^+), nous pouvons clairement voir l'impact de la propagation du signal du point 1 vers le point 2. Le signal est plus faible (atténuation) et légèrement décalé temporellement. Pour comprendre la forme du signal v_1^-, nous pouvons regarder la Figure III.17. Ce signal correspond à l'amplitude de l'onde régressive au point 1 (v_1^-) et met en évidence la fraction

du signal incident qui a été réfléchi vers le point 1 aux deux interfaces entre les lignes d'accès et la ligne chargée (environ 2.5% du signal). Le signal v_2^- reste nul quant à lui car aucun signal n'est généré au niveau de la détection (nous observons néanmoins un petit décalage de v_2^- lié à des erreurs numériques).

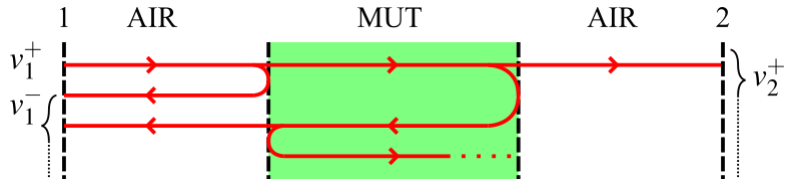


Figure III.17 – Mise en évidence des différentes signaux et réflexions du dispositif simulé.

Cette simulation est très intéressante pour comprendre les phénomènes de propagation qui prennent place dans notre système mais, pour autant, elle ne permet pas de générer des mesures synthétiques réalistes. En effet, les signaux que nous « observons » dans les simulations montrées ci-dessus, que nous allons appeler les signaux temps réels, sont impossibles à mesurer en pratique. Aucun appareil électronique ne nous permet de mesurer des signaux de quelques picosecondes. Il nous faut ainsi mettre en œuvre une acquisition du signal en temps équivalent.

III.4.2.2 Simulation du circuit avec prise en compte de l'échantillonnage

Pour simuler l'acquisition en temps équivalent, nous devons ajouter à notre schéma électrique un PC utilisé comme échantillonneur. Comme évoqué dans la partie II.3.2, il existe plusieurs architectures possibles (plusieurs manières d'insérer le PC de détection) qui modifient le schéma électrique équivalent du système. Cependant, il n'est pas primordial pour l'instant de se fixer une configuration plutôt qu'une autre. Considérons simplement un montage dit « détecteur parallèle, mesure parallèle » comme présenté sur la Figure III.18.

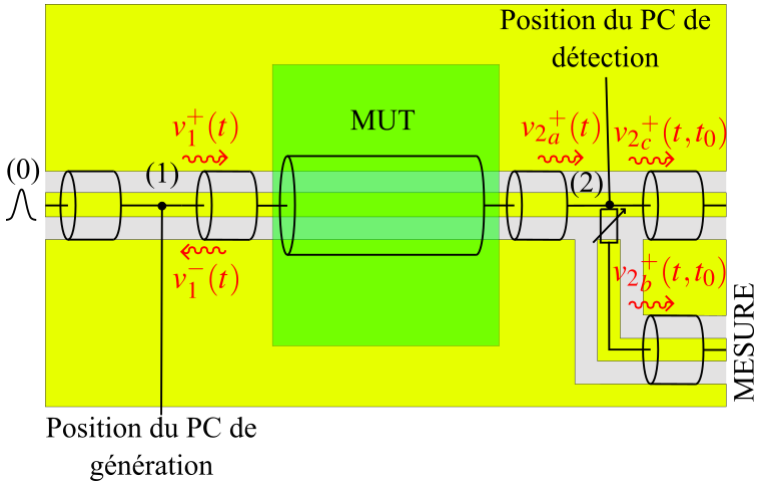


Figure III.18 – Modèle électrique équivalent du système de mesure complet avec un échantillonneur (montage « détecteur parallèle, mesure parallèle »).

L'échantillonneur est inséré au point 2 et est modélisé, comme présenté dans la partie II.1.3, par une résistance variable dont la valeur varie selon les propriétés du substrat (temps de vie des porteurs) et de l'excitation laser (l'effet capacitif est négligé). Son instant d'éclairement correspond à l'instant d'échantillonnage appelé t_0. Ainsi, pour échantillonner le signal temps réel, il faut répéter la simulation

un grand nombre de fois pour différents points d'échantillonnage. L'implémentation ADS de ce schéma électrique est visible sur la Figure III.19.

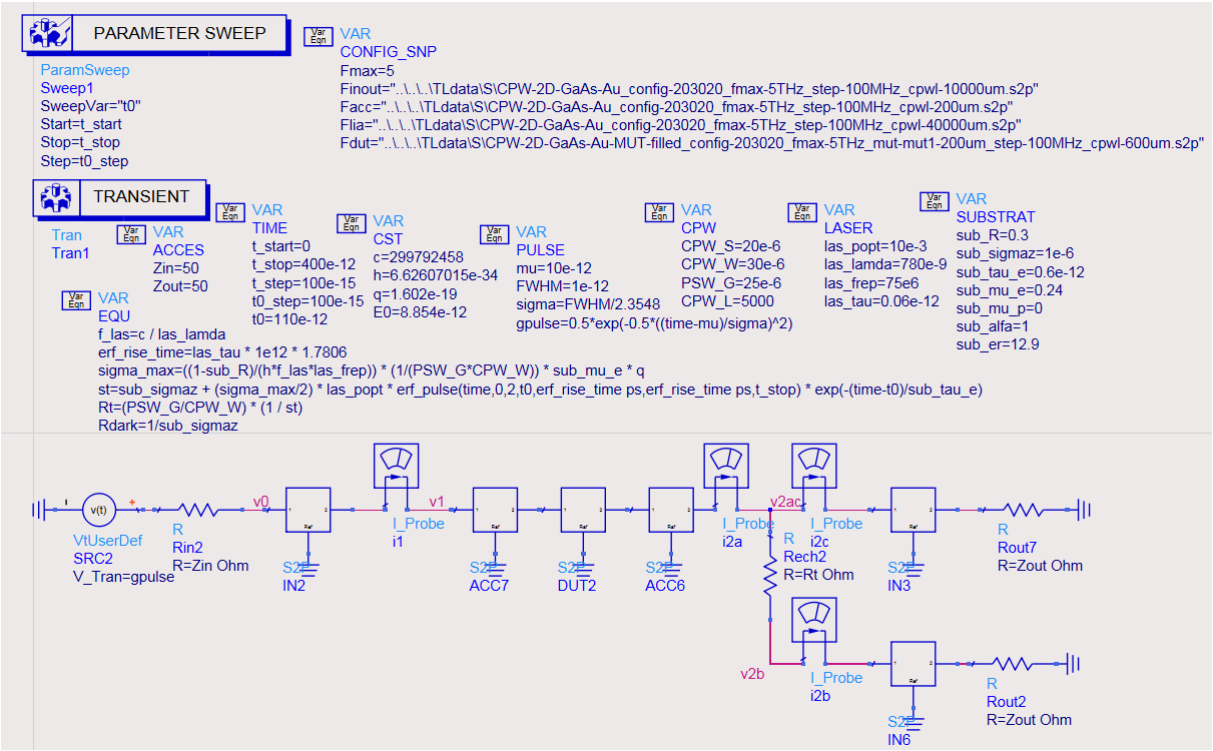


Figure III.19 – Implémentation ADS du circuit électrique équivalent du système de mesure avec un échantillonneur.

Une nouvelle fois, le signal est généré au point 0 et se propage sur une ligne jusqu'au point 1 puis jusqu'au point 2. Cependant, nous avons cette fois-ci un PC positionné au point 2. Nous pouvons ainsi calculer les différentes amplitudes des ondes de tension entrantes et sortantes de l'échantillonneur comme présenté sur la Figure III.20. Le signal incident sur l'échantillonneur $v_{2_a}^+$, ne dépendant que du signal généré, est identique pour chaque point d'échantillonnage t_0 choisi. Les ondes de tension $v_{2_b}^+$et $v_{2_c}^+$sont quant à elles dépendantes et variables selon le point d'échantillonnage t_0 choisi.

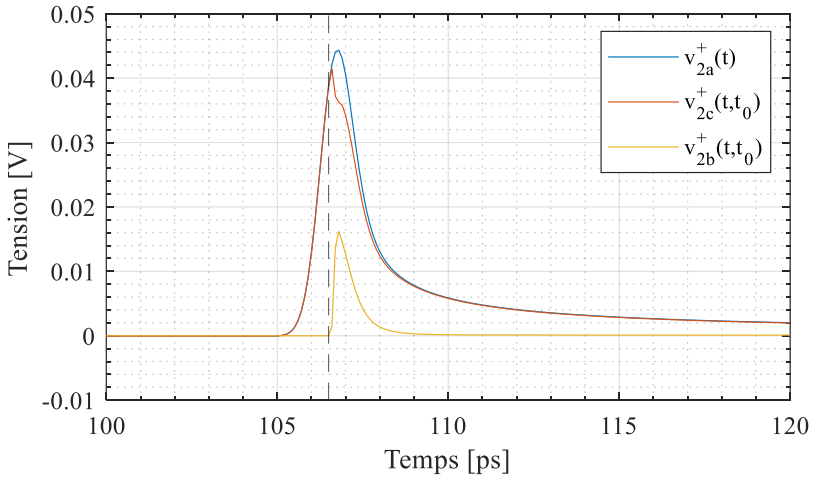
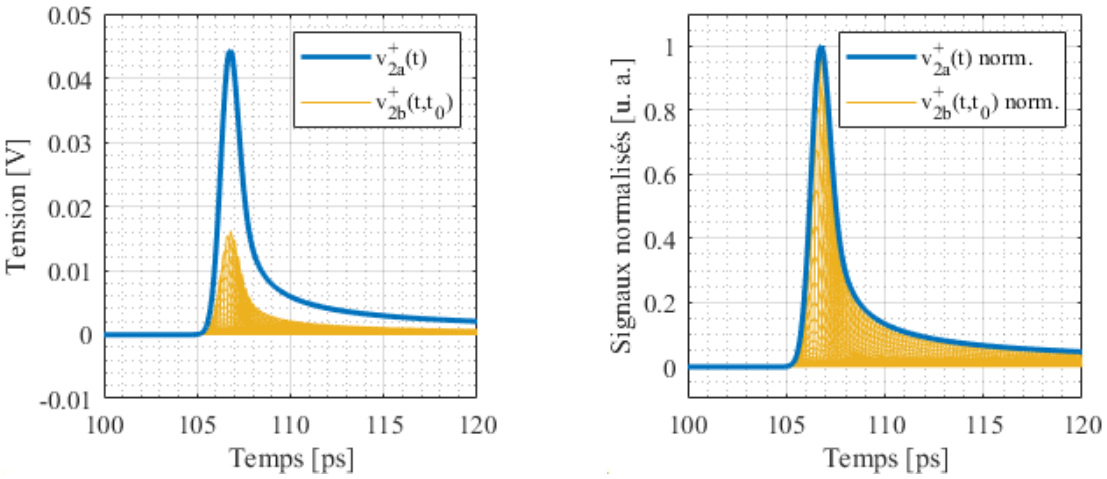


Figure III.20 – Amplitude des ondes de tension incidentes et sortantes au point 2 (avant et après échantillonneur) pour un point d'échantillonnage donné ($t_0 = 106.5\ ps$).

Ce type d'échantillonnage consiste ainsi à prélever une petite partie du signal qui se propage pour le mesurer. Ainsi, en répétant cette simulation un grand nombre de fois, pour obtenir une résolution de 100fs par exemple, nous obtenons le résultat présenté sur la Figure III.21. Sur cette figure, les courbes en jaune représentent les différentes tensions $v_{2_b}^+$ « mesurées » pour les différents retards t_0. Nous observons, avec la normalisation des signaux, une bonne superposition entre les multiples courbes de $v_{2_b}^+$ (courbes jaunes) et le signal incident sur le PC de détection qui est échantillonné $v_{2_a}^+$(courbe bleue).



(a) (b)

Figure III.21 – Signaux échantillonnés de l'amplitude de l'onde de tension incidente au point 2 pour 4000 instants d'échantillonnage t_0. Signaux en tension (a) et normalisés (b)

Tous les courbes jaunes constituent les données de sortie de la simulation circuit sous ADS. Elles seront ensuite traitées et compilées afin de simuler l'effet de la mesure en temps équivalent.

Pour compléter ces simulations, il est possible, mais non nécessaire, de simuler l'effet de la génération du signal via l'utilisation d'un second photocommutateur. Le schéma électrique d'une telle implémentation est visible sur la Figure III.22 où le PC de génération est simulé par la résistance variable R_{ech4} elle-même calculée grâce à l'équation Rt_{gen}.

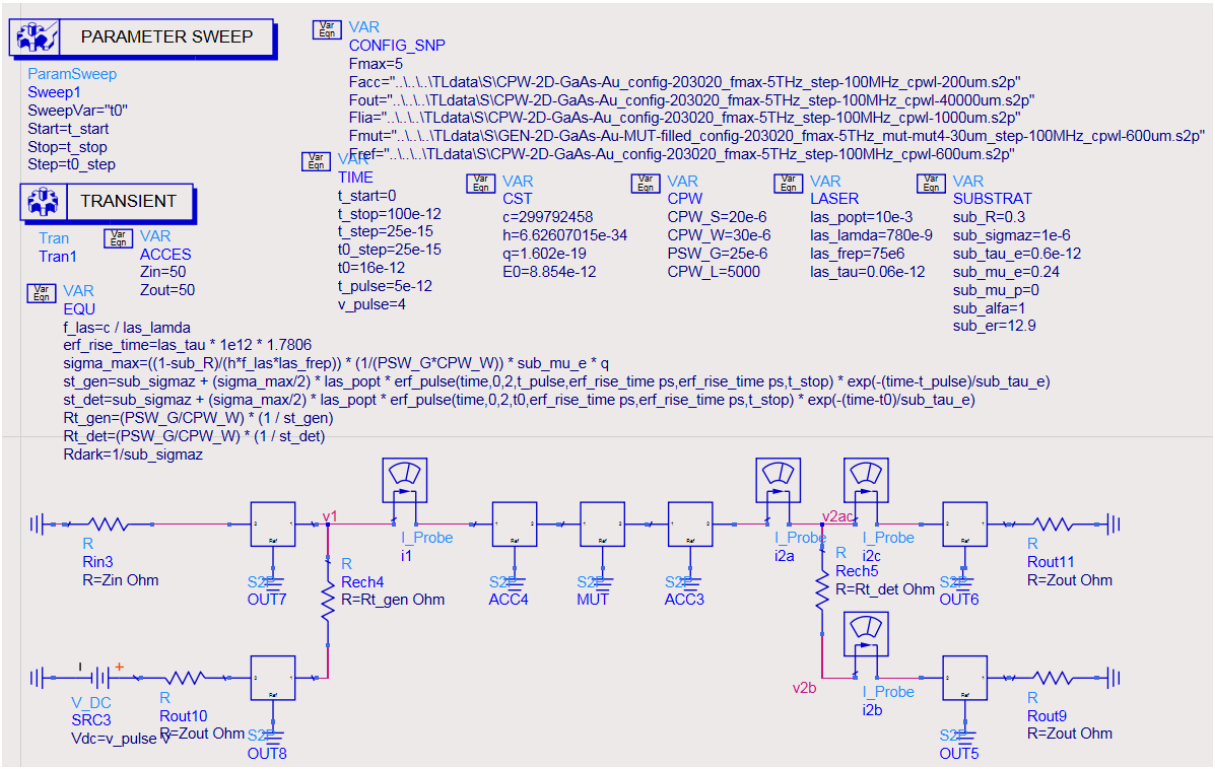


Figure III.22 – Implémentation ADS du circuit électrique équivalent du système de mesure réaliste (avec un générateur et un échantillonneur). Dans le cas présent, le PC de génération est polarisé sous une tension DC de 4 V et il est éclairé avec une puissance moyenne de 10 mW, tout comme le PC de détection.

Cette simulation génère des signaux beaucoup plus réalistes tels que visibles sur la Figure III.23. Cependant, cela allonge le temps de calcul de manière significative sachant que ce dernier était déjà relativement long (en général 4000 points d'échantillonnage sont simulés ce qui prend une durée de 4 heures). De plus, cela n'apporte pas de réelle plus-value dans la chaine de simulation et donc ce type de simulation est rarement faite.

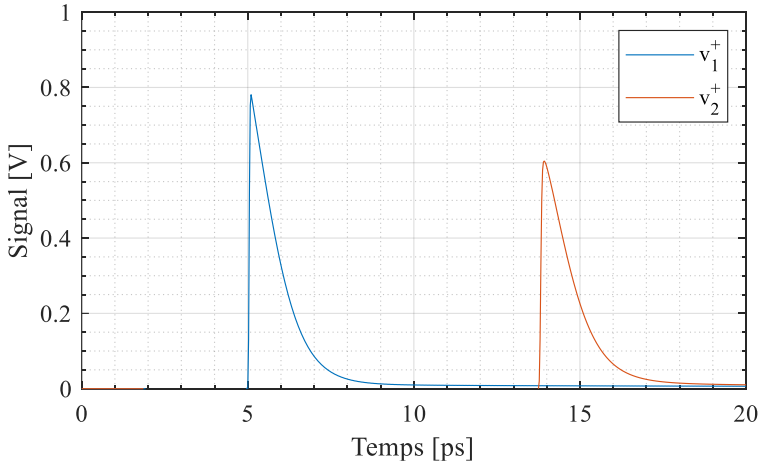


Figure III.23 – Amplitude des ondes de tension simulées avec un modèle de génération réaliste et mesurées au point 1 et au point 2.

III.4.3 Etape 3 : calcul du signal en temps équivalent

La simulation temporelle du circuit nous donne ainsi une multitude de données pour chaque point d'échantillonnage (typiquement 4000). Ces données sont composées des tensions et courants en temps

réel au point 2 après l'échantillonneur (v_b et i_b) pour chaque instant d'échantillonnage. La dernière étape consiste donc à traiter ces données avec un logiciel de traitement de données (tel que Python ou Matlab) afin d'obtenir les signaux de synthèse en temps équivalent similaires à ceux que nous pouvons acquérir expérimentalement.

Comme nous l'avons vu dans la partie II.1.4, la mesure via un voltmètre ou une détection synchrone peut être assimilée à un moyennage du signal. Ainsi, comme montré précédemment dans la Figure III.21, les formes d'onde des ondes de tension sont calculées (pour chaque t_0) puis moyennées. Chaque simulation à chaque instant d'échantillonnage donnera un point en temps équivalent. De cette façon, point par point, il est possible de reconstruire le signal mesuré en temps équivalent comme le montre la Figure III.24.

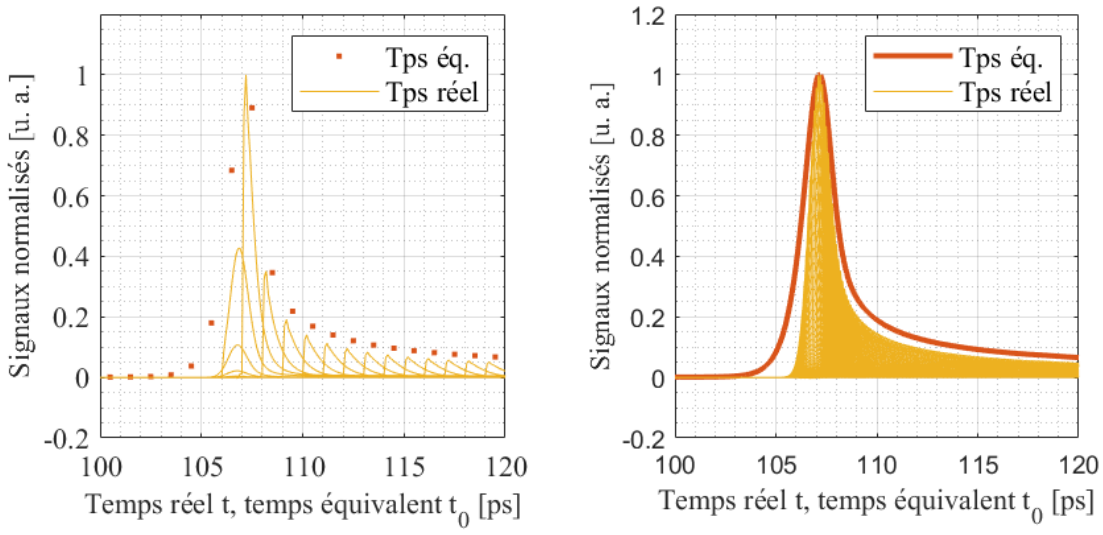


Figure III.24 – Reconstitution du signal en temps équivalent (points rouges ou ligne rouge épaisse) à partir de tous les signaux en temps réel échantillonnés pour différent t_0 (lignes jaunes). La figure (a) montre pour chaque courbe jaune le point rouge associé en temps équivalent pour quelques instants d'échantillonnage choisis. La figure (b) montre la même courbes reconstruit pour tous les instants d'échantillonnage (avec une résolution de 100 fs entre deux instants d'échantillonnage).

Ce signal est l'unique sortie de notre chaine de simulation et constitue l'image du signal que l'on aurait mesurée avec notre banc expérimental. Nous pouvons voir une nette différence entre le signal temps réel (courbe bleu de la Figure III.21) et le signal reconstruit en temps équivalent (courbe rouge de la Figure III.24). Cette différence sera abordée plus en détail dans la partie III.6.

III.5 Description de la procédure d'extraction de l'indice de réfraction complexe d'un matériau sous test

III.5.1 Différentes configurations de mesure

Nous allons désormais aborder la manière dont sont utilisés nos dispositifs afin d'extraire l'indice de réfraction d'un matériau sous test (ou de manière équivalente la permittivité diélectrique, dans le cas d'une perméabilité relative supposée égale à 1 comme précisé dans la partie III.2). Pour ce faire, nous

allons déposer ce matériau sur nos dispositifs afin de venir modifier les propriétés de propagation de la ligne de transmission coplanaire située entre le PC de génération et le PC de détection.

Afin d'éviter un maximum de sources d'erreur systématiques liées à la chaine de mesure ou aux erreurs expérimentales reproductibles, nous allons procéder à une extraction différentielle de manière très analogue à ce qui est fait en THz-TDS [35], [105]. Deux approches différentielles sont possibles :

- différentielle sur la nature du matériau,
- différentielle sur la longueur du matériau.

Nous aborderons les deux approches et donnerons les avantages et inconvénients de chacune. De plus, deux types de mesures sont possibles avec nos structures. En effet, il est possible de concevoir des systèmes de mesure de matériau basées sur :

- la mesure du signal réfléchi,
- la mesure du signal transmis.

Une nouvelle fois, nous nous intéresserons aux deux cas et donnerons les avantages et inconvénients de chacun. Les différentes méthodes sont résumées et illustrées dans le Tableau III.3.

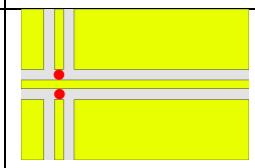
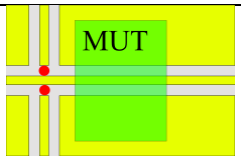
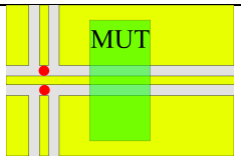
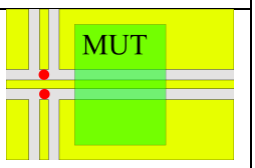
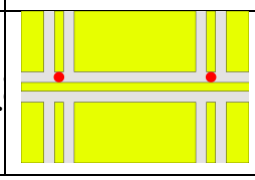
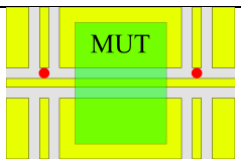
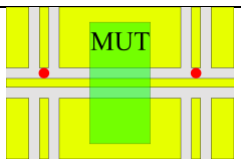
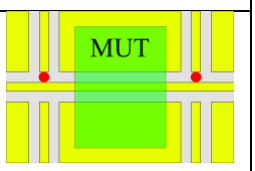
	Méthode sur la nature		**Méthode sur la longueur**	
	Non chargé	**Chargé**	**Longueur 1**	**Longueur 2**
Réflexion				
Transmiss.				

Tableau III.3 – Récapitulatif des différentes approches permettant la caractérisation de l'indice de réfraction de matériau.

Grâce à l'outil de simulation complet de notre dispositif de mesure, présenté dans la partie III.4, nous allons pouvoir illustrer la méthode d'extraction que nous présenterons. Dans un premier temps, nous ne considèrerons cependant pas la manière dont sont échantillonnés et mesurés nos signaux. Nous supposerons que nous sommes capables de mesurer directement l'amplitude des ondes de tension à la position du PC de détection. Dans la partie III.5.2, nous présenterons la procédure d'extraction générique utilisant deux signaux issus de n'importe quelle approche différentielle et nous illustrerons le cas de l'approche différentielle sur la nature du matériau dans le cas de signaux en transmission. Cette approche générique sera ensuite rendue spécifique à chacun des cas via l'utilisation d'une fonction nommée H (parties III.5.3 et III.5.4). Enfin, dans un second temps, nous étudierons l'effet de l'échantillonnage en temps équivalent par une étude analytique qui sera ensuite illustrée par les signaux issus de simulations avec notre outil (partie III.6).

III.5.2 Procédure d'extraction générique à toutes les configurations de mesure

III.5.2.1 Présentation globale de la procédure d'extraction

Quelle que soit la configuration de mesure (approche différentielle sur la nature ou sur la longueur du matériau ; signaux mesurés en transmission ou en réflexion), nous disposons, pour procéder à l'extraction, de deux signaux temporels correspondant aux ondes de tension incidentes sur le PC de détection $v_{air}^{+}(t)$ et $v_{mut}^{+}(t)$. Ces signaux vont être post-procéssés afin d'extraire l'indice de réfraction complexe du matériau sous test. La procédure complète de traitement est présentée sur la Figure III.25. Elle consiste à comparer, *in fine*, la fonction de transfert H mesurée expérimentalement (H_{meas}) à une fonction H_{simu} déterminée par la simulation numérique du dispositif, et ce, pour chaque point de fréquence.

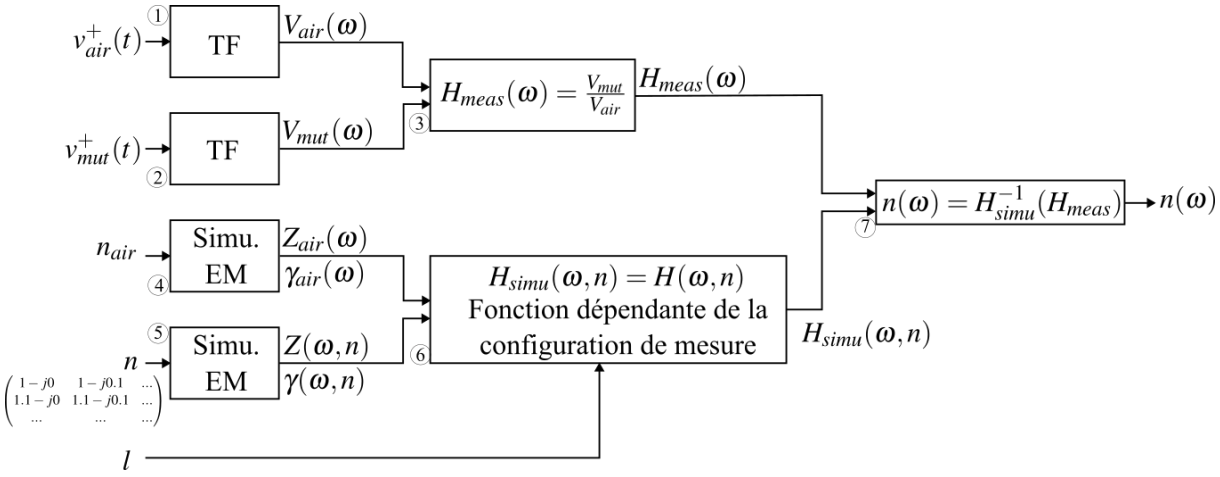


Figure III.25 – Procédure d'extraction de l'indice de réfraction d'un matériau sous test à partir de deux signaux de mesure. l est la longueur du matériau sous test.

Nous allons par la suite détailler et illustrer chaque étape à l'aide de la chaine de simulation présentée précédemment. Ces simulations nous permettront ainsi de valider le bon fonctionnement de la méthode d'extraction.

III.5.2.2 Couple de signaux temporels issus de la mesure et spectres associés

Afin de présenter la procédure d'extraction, nous nous plaçons, sans perte de généralité, dans le cas du montage de la Figure III.18, qui est rappelé dans l'insert de la Figure III.26. Nous pouvons voir sur la Figure III.26, le signal issu du dispositif non chargé (en bleu) et chargé (en rouge) pour des signaux mesurés en transmission. Le matériau, dont l'indice de réfraction est recherché, a clairement un effet sur le signal. En effet, l'impulsion est décalée temporellement (ici, env. 400 fs) et atténuée (ici, env. 3%).

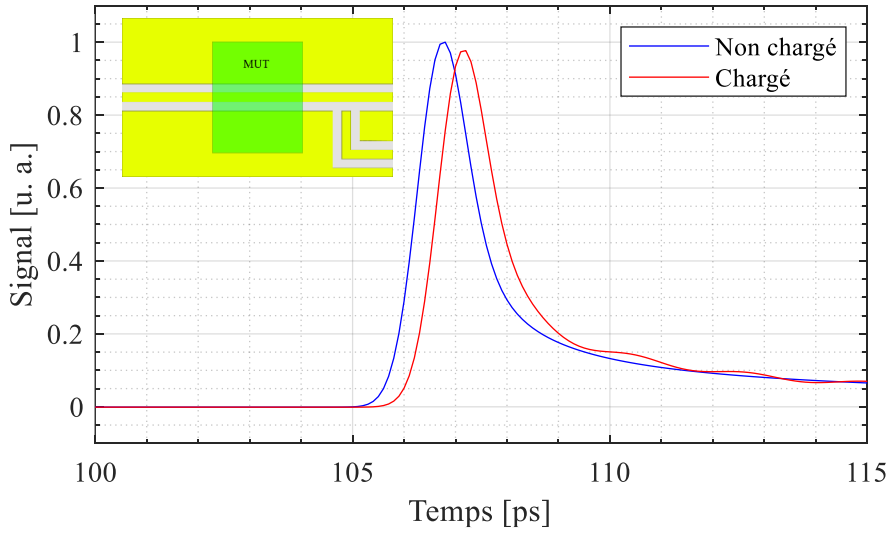


Figure III.26 – Signaux simulés pour un dispositif non chargé et un dispositif chargé par un matériau sous test.

Nous allons calculer la transformée de Fourier de ces deux signaux (étapes ① et ② de la Figure III.25). La Figure III.27 montre l'évolution de leurs modules et de leurs phases en fonction de la fréquence. Ces signaux, issus de simulations certes très réalistes, ont un spectre très large bande en fréquence et permettraient une extraction à très hautes fréquences car aucune source de bruit n'est prise en compte dans nos simulations (nous n'avons que du bruit numérique). Cependant, pour rester réalistes (voir chapitre V), nous allons limiter l'étude à 700 GHz.

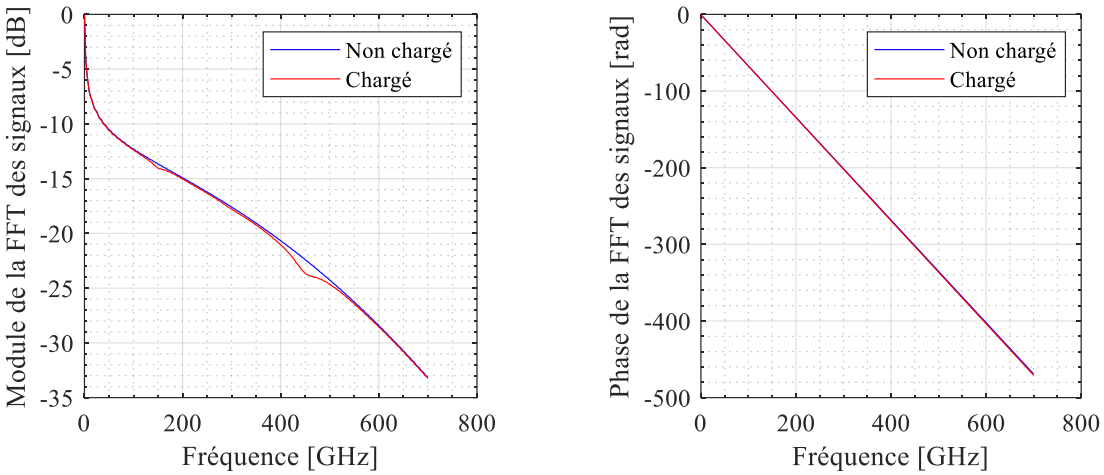


Figure III.27 – Transformées de Fourier des signaux simulés en module (a) et en phase (b).

III.5.2.3 Agrégation des signaux de mesure en une unique fonction H_{meas}

Nous calculons ensuite, dans le bloc ③ de la Figure III.25, une fonction H_{meas} correspondant au rapport des transformées de Fourier des deux signaux :

$$H_{meas}(\omega) = \frac{V^{+}_{mut}(\omega)}{V^{+}_{air}(\omega)} \qquad \text{III.52}$$

Le module et la phase de H_{meas} sont tracés sur la Figure III.29. La présence des deux pics dans le module de H_{meas} et les sauts de phase associés (à 150 GHz et 450 GHz) laisse supposer l'existence de résonances ou de relaxations dans le matériau inconnu.

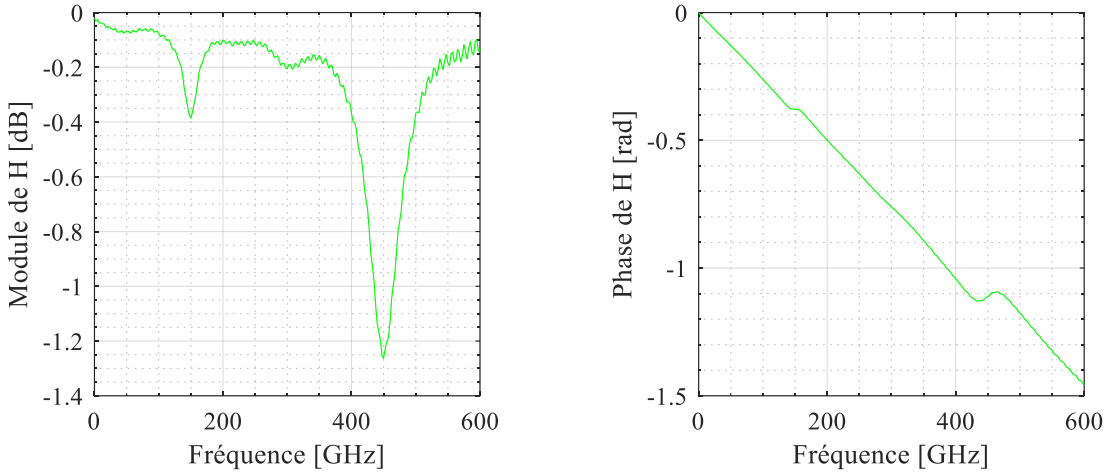


Figure III.28 – Module (a) et phase (b) du rapport des transformées de Fourier H_{meas}.

III.5.2.4 Extraction par rétrosimulation de l'indice de réfraction complexe à partir de la fonction H_{meas}

Le point de mesure obtenu H_{meas} est ensuite comparé à une fonction $H(n)$ qui sera calculée numériquement. La valeur de n pour laquelle $H_{meas} = H(n)$ est l'indice de réfraction recherché.

Plus précisément, dans un premier temps, ce sont l'impédance caractéristique Z_{mut} et l'exposant de propagation γ_{mut} qui dépendent de l'indice de réfraction du MUT n. Puis, dans un second temps, il existe une expression de $H(Z_{air}, Z_{mut}, \gamma_{air}, \gamma_{mut})$ qui est spécifique à chaque configuration de mesure (mesure différentielle en transmission non chargée/chargée, etc.) et type de mesure (transmission ou réflexion), et qui sera détaillée pour chacune d'entre elles dans les parties suivantes.

Cette approche d'extraction de n est très similaire à ce qui est fait en THz-TDS. Cependant, en espace libre, l'expression qui relie, d'une part, l'indice de réfraction complexe d'un milieu et, d'autre part, le couple exposant de propagation/impédance caractéristique est parfaitement connue. Dans le cas d'une configuration guidée, il n'existe pas d'expression analytique rigoureuse et il faut soit utiliser une expression analytique approchée issue de transformations conformes, soit faire appel à la simulation numérique de la structure complète. Nous avons ici fait le choix de la simulation numérique car celle-ci donne de nos jours des résultats bien plus précis avec un temps de calcul tout-à-fait acceptable (quelques minutes pour une structure donnée et pour 1000 points en fréquence).

Pour entrer dans le détail, nous n'allons pas comparer notre mesure à la fonction H directement mais à un jeu de données $H_{simu}(n)$ généré en utilisant la simulation de la fonction H pour différentes valeurs des parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction. Dans un premier temps, nous allons simuler notre dispositif non chargé par un matériau sous test (bloc ④ de la Figure III.25) afin d'obtenir l'exposant de propagation γ_{air} ainsi que l'impédance caractéristique Z_{air} de la ligne de transmission comme montré sur la Figure III.29. Nous pourrions imaginer mesurer directement ces propriétés grâce à des méthodes basées sur l'utilisation d'analyseur vectoriel de réseau (comme présenté dans le chapitre

I) car elles peuvent être utilisées afin d'obtenir l'exposant de propagation assez simplement [11] mais il est beaucoup plus délicat d'obtenir l'impédance caractéristique.

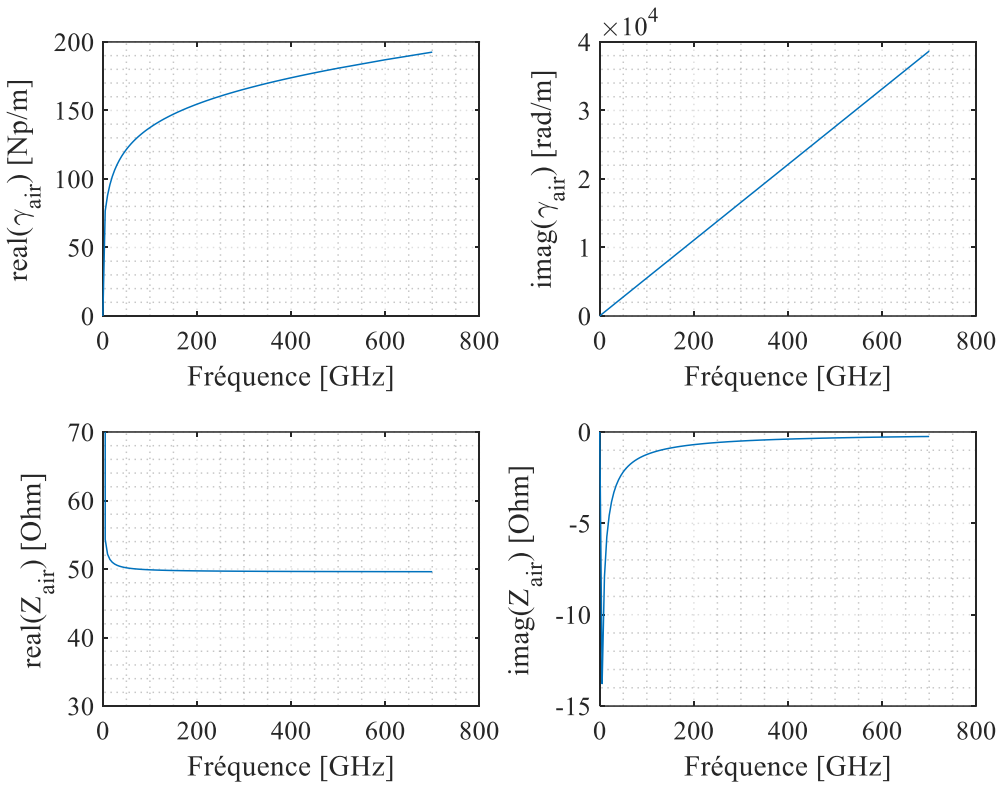


Figure III.29 – Exposant de propagation et impédance caractéristique simulés pour le dispositif non chargé par un matériau.

Dans un second temps, une fois la ligne de référence simulée, il faut procéder à une seconde phase de simulation nettement plus chronophage, mais qui peut être réalisée une seule fois. En effet, nous allons désormais simuler notre structure chargée en faisant varier l'indice de réfraction du matériau selon un ensemble de valeurs judicieusement choisies et ce, sur toute la bande de fréquence souhaitée pour l'extraction (bloc ⑤ de la Figure III.25). Sur la Figure III.30, nous pouvons voir une illustration d'un ensemble de points de permittivité choisis, chaque point correspondra ainsi à une simulation différente.

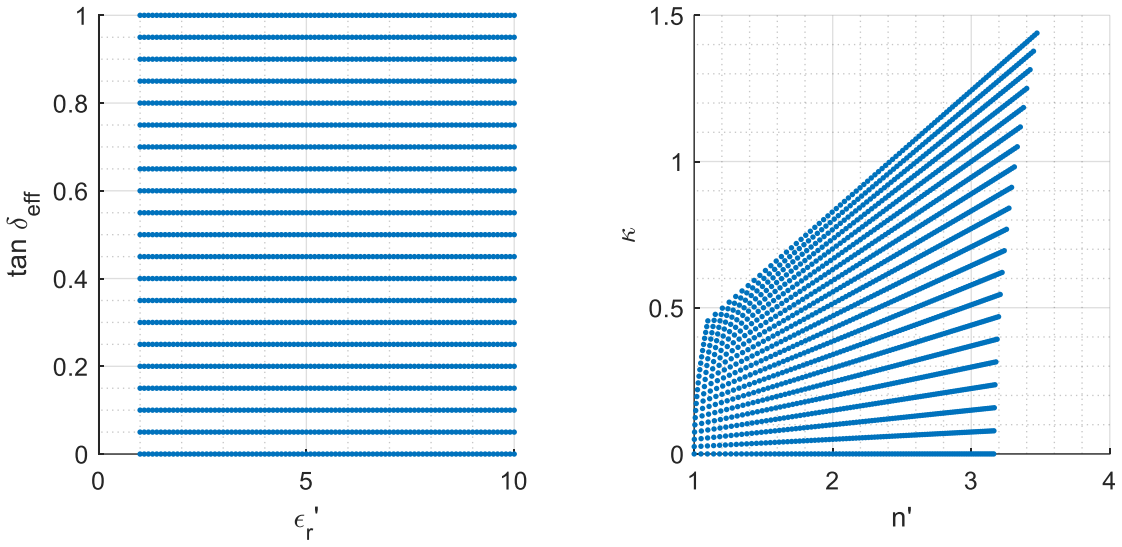


Figure III.30 – Différentes valeurs de permittivité (a) / d'indice de réfraction (b) qui sont utilisées pour la simulation de la structure chargée par un matériau (simulation du bloc 5 de la Figure III.25).

Le résultat des simulations du bloc ⑤ est présenté sur la Figure III.31. Ce graphe affiche, pour un point de fréquence donné, l'évolution de la partie imaginaire de l'exposant de propagation en fonction de la valeur de l'indice de réfraction complexe du matériau sous test. Comme évoqué dans la partie III.2, l'exposant de phase β (tel que $\gamma = \alpha + j\beta$) représente le déphasage linéique induit par la ligne de transmission chargée par le matériau. Il est donc normal que plus la partie réelle de l'indice de réfraction du matériau sous test est grande, plus le déphasage est important. En revanche, la partie imaginaire de n (les pertes) n'a que peu d'impact sur cette grandeur. Nous pourrions afficher des courbes similaires pour la partie réelle α de l'exposant de propagation ainsi que pour l'impédance caractéristique complexe.

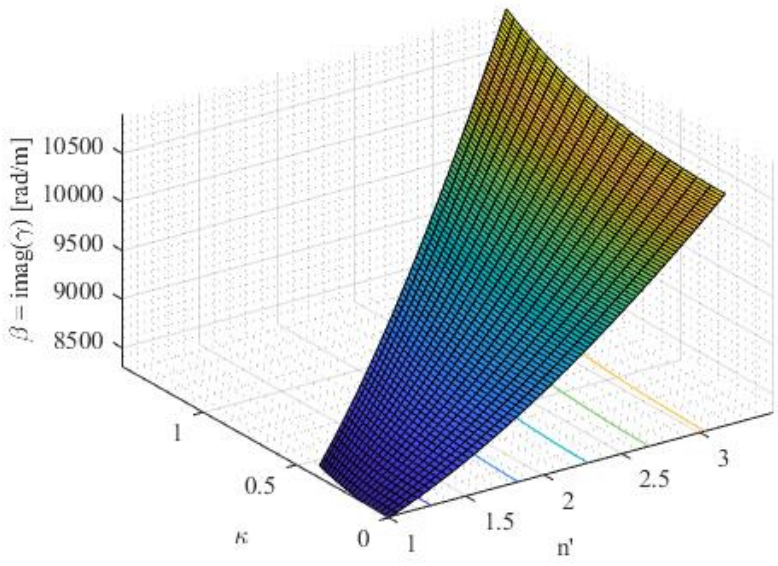
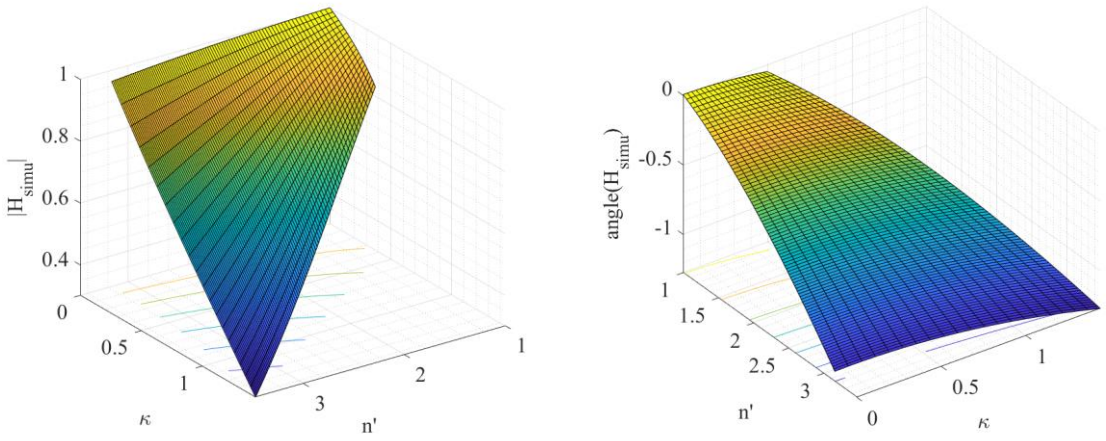


Figure III.31 – Partie imaginaire de l'exposant de propagation (β), pour un point en fréquence donné (200 GHz), en fonction de l'indice de réfraction complexe du matériau.

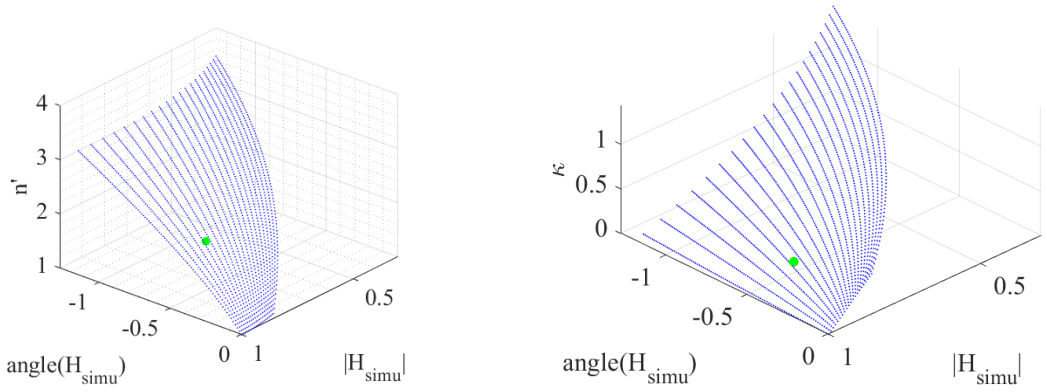
Dans un troisième temps, en combinant avec l'expression de H spécifique à la structure, la simulation de la ligne de référence ainsi que la simulation de la structure chargée pour un ensemble d'indices de réfraction différents, nous pouvons calculer un jeu de données associé H_{simu} (bloc ⑥ de la Figure III.25). Ce sont ces données qui seront comparées à la mesure H_{meas} afin d'extraire n. Nous pouvons voir sur la Figure III.32 l'évolution du module et de la phase de H_{simu}, pour un point en fréquence fixé, en fonction de l'indice de réfraction complexe du matériau simulé. Il est difficile de donner un sens physique à ces courbes. Elles constituent seulement un intermédiaire permettant l'extraction.



(a) (b)

Figure III.32 – Module (a) et phase (b) de H_{simu} donnés pour un point en fréquence (200 GHz) et en fonction de l'indice de réfraction complexe du matériau simulé.

La dernière étape consiste ainsi à inverser le jeu de données calculées afin de comparer directement la mesure et les simulations (bloc ⑦ de la Figure III.25). Comme nous pouvons le voir sur la Figure III.33, nous avons désormais affiché non pas le module et la phase de H_{simu} en fonction de l'indice du matériau simulé mais cet indice en fonction du module et de la phase de H_{simu}.



(a) (b)

Figure III.33 – Partie réelle (a) et partie imaginaire (b) de l'indice de réfraction complexe du matériau sous test pour un point en fréquence (200 GHz) en fonction du module et de la phase du jeu de donnée H_{simu}. Le point vert correspond à la mesure H_{meas}.

Ces courbes sont données pour un point en fréquence. Le point vert correspond à la valeur du signal mesuré H_{meas} à cette fréquence et à l'indice de réfraction associé, calculé par interpolation 3D (la fonction *3D-spline interpolation* de Matlab est conseillée ici). En procédant de la même manière pour

chaque point en fréquence, il est possible de reconstruire, point par point (et ce de manière indépendante), l'indice de réfraction complexe du matériau mesuré. La Figure III.34 montre le résultat d'une telle extraction sur les signaux présentés dans la Figure III.26. Le matériau utilisé dans les simulations ayant une réponse réaliste calculée en utilisant un modèle de Drude-Lorentz à deux résonances.

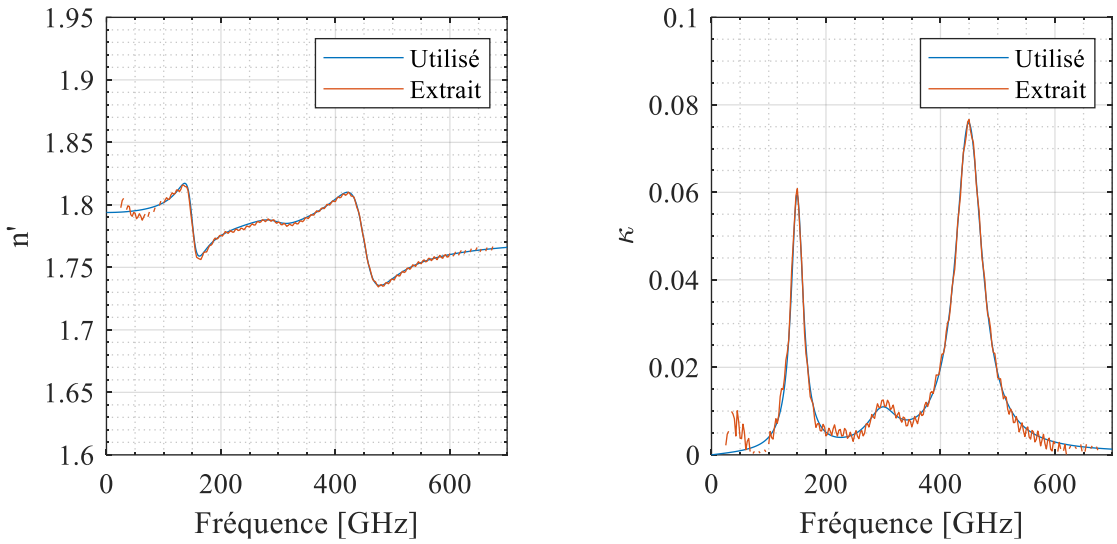


Figure III.34 – Indice de réfraction complexe extrait (partie réelle (a) et imaginaire (b)) des signaux simulés comparé à l'indice de réfraction choisis pour le matériau utilisé pour la génération de ces signaux.

Nous observons un très bon accord entre la valeur théorique (ligne bleue) et la valeur extraite (ligne rouge).

Il est intéressant de noter que la méthode présentée ici, basée sur le retournement d'un jeu de données H_{simu}, aurait parfaitement pu être effectuée via une routine d'optimisation d'erreur entre H_{meas} et la fonction H de manière analogue à la méthode utilisée classiquement en THz-TDS (cf. Figure III.35).

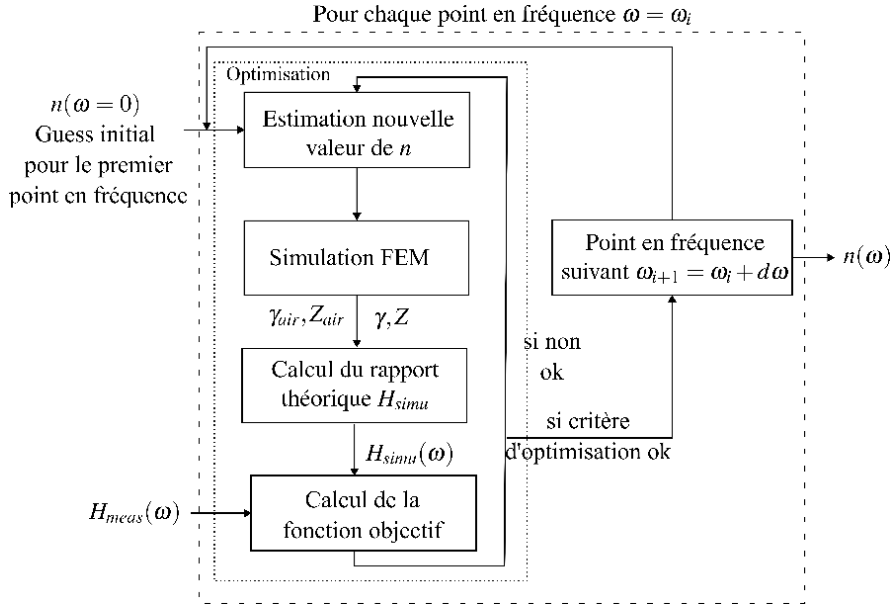


Figure III.35 – Routine d'optimisation par optimisation d'une fonction d'erreur (ou fonction objectif).

Cela évite de devoir pré-simuler tout un ensemble de structures chargées par un matériau avec différents indices. En effet, la méthode d'optimisation par descente de gradient (ou toute autre méthode d'optimisation), nous permet d'aboutir au même résultat avec potentiellement moins de simulations à effectuer. Cependant, utiliser une optimisation implique de devoir effectuer un certain nombre de simulations pour chaque extraction, et donc, prend un temps non négligeable pour chaque extraction (quelques heures). A l'inverse, pré-simuler complétement tout un jeu de données est certes très long (typiquement 3 jours pour 2000 points), mais nous permet d'extraire ensuite l'indice de réfraction à partir des mesures de manière quasiment instantanée. Il est donc intéressant de faire ces simulations tant que la géométrie de la structure ne change pas et est utile pour un grand nombre d'extractions. Cette perspective est très intéressante lorsque l'on aborde les débouchés de ces travaux, avec notamment des applications de mesure dans des dispositifs intégrés tels que des laboratoires sur puce (*Lab on-chip*). Il suffirait de concevoir une structure fixe, de la simuler pour une grande plage de valeurs de permittivité et de stocker ces paramètres dans un microcontrôleur par exemple. Ces derniers, malgré leur faible puissance de calcul pourraient parfaitement et instantanément procéder aux extractions en utilisant cette méthode.

Maintenant que nous avons présenté la méthode d'extraction de l'indice de réfraction complexe de matériau dans son ensemble, il convient de préciser comment est obtenue l'expression théorique de la fonction H sur laquelle est basée la procédure d'extraction. Comme nous l'avons présenté plus tôt, il existe deux modes de mesures : en transmission ou en réflexion.

III.5.3 Expression de H dans le cas de mesure en transmission

Dans le cas d'une mesure en transmission, il existe une multitude d'architectures permettant la génération et la détection de l'impulsion selon la manière dont sont insérés les photocommutateurs (cf. partie II.3.2). Cependant, le type d'architecture n'impacte pas les modèles que nous allons présenter par la suite. Les figures sont cependant illustrées avec l'architecture dite « génération parallèle, détection parallèle, mesure parallèle ».

III.5.3.1 Signal mesuré dans le cas du dispositif non chargé

Considérons tout d'abord le cas d'un dispositif non chargé. Comme dit précédemment, il peut être vu comme une ligne de transmission continue. Cependant, nos méthodes d'extraction étant basées sur une approche différentielle, nous allons découper cette ligne en trois tronçons, comme pour la structure chargée avec deux lignes de transmission d'accès à gauche et à droite et une ligne au milieu de la longueur du matériau qui sera déposé. La Figure III.36 présente le schéma électrique équivalent de cette structure de trois tronçons de lignes cascadés. L'impédance caractéristique et l'exposant de propagation des trois lignes est identique, seules les longueurs diffèrent.

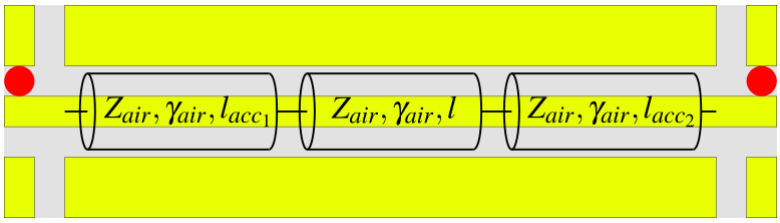


Figure III.36 – Schéma électrique équivalent du dispositif de mesure en transmission non chargé.

Pour mieux se rendre compte des différents signaux ainsi que de leur lien relatif, nous pouvons établir le graphe de fluence associé. Soit, sur la Figure III.37, V_{gen}^{+} le signal généré au niveau du photocommutateur de génération et V_{air}^{+} le signal mesuré au niveau du photocommutateur de détection. Nous considérons qu'aucun signal ne revient du PC de détection vers le PC de génération (les lignes d'accès sont supposées suffisamment longues).

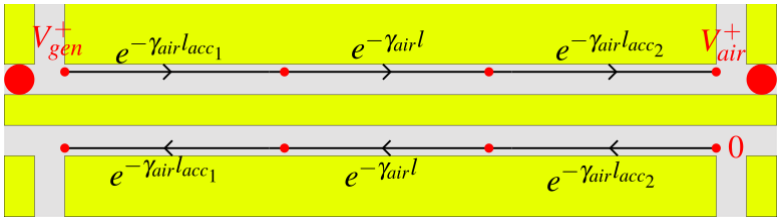


Figure III.37 – Graphe de fluence associé au dispositif de mesure en transmission non chargé par un matériau.

Depuis le graphe de fluence, il est relativement aisé d'établir le lien entre le signal mesuré et le signal généré. Il s'exprime comme :

$$V_{air}^{+} = V_{gen}^{+} \mathrm{e}^{-\gamma_{air}(l_{acc_1} + l_{acc_2})} \mathrm{e}^{-\gamma_{air} l} \qquad \text{III.53}$$

III.5.3.2 Signal mesuré dans le cas du dispositif chargé

Dans un second temps, nous allons considérer un dispositif chargé par un matériau sous test (MUT). Nous pouvons, de manière analogue au premier cas, établir un schéma électrique équivalent comme le montre la Figure III.38. L'ajout du matériau va venir modifier l'impédance caractéristique et l'exposant de propagation du tronçon de ligne de transmission chargée par celui-ci.

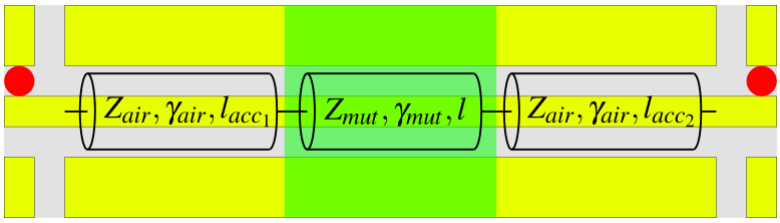


Figure III.38 – Schéma électrique équivalent du dispositif de mesure en transmission chargé.

Une nouvelle fois, nous pouvons établir le graphe de fluence associé au schéma électrique comme montré sur la Figure III.39.

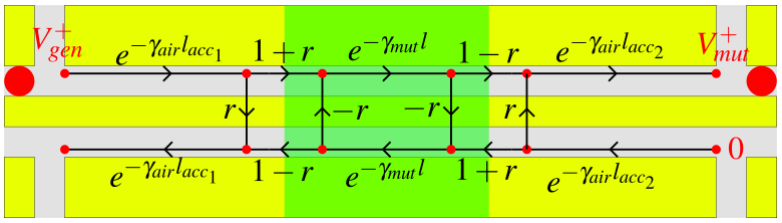


Figure III.39 – Graphe de fluence associé au dispositif de mesure en transmission chargé par un matériau.

Ce graphe de fluence est nettement plus complexe que pour le cas de la ligne non chargée. En effet, la modification de l'impédance caractéristique du tronçon de ligne central vient ajouter des discontinuités d'impédance et donc des interfaces entre les lignes d'accès et la ligne chargée. Ces interfaces vont créer de multiples réflexions dans la ligne de manière analogue à un effet Fabry-Pérot. Une nouvelle fois, nous supposons qu'aucun signal ne se propage du PC de détection vers le PC de génération. Il est ainsi possible d'établir la relation suivante :

$$V_{mut}^{+} = V_{gen}^{+} \mathrm{e}^{-\gamma_{air}(l_{acc_1}+l_{acc_2})} \frac{(1-r^2)\mathrm{e}^{-\gamma_{mut} l}}{1-\mathrm{e}^{-2\gamma_{mut} l} r^2} \qquad \text{III.54}$$

avec :

$$r(\omega) = \frac{Z_{mut} - Z_{air}}{Z_{mut} + Z_{air}} \qquad \text{III.55}$$

Dans le cas particulier où il n'y a pas de réflexions visibles dans le signal, ce qui peut être dû à une très faible discontinuité d'impédance (voire à l'absence de discontinuité) entre la ligne non chargée et la ligne chargée, le coefficient de réflexion aux interfaces est nul ($r = 0$). Il est donc possible d'écrire une expression simplifiée de la forme :

$$V_{mut}^{+} = V_{gen}^{+} \mathrm{e}^{-\gamma_{air}(l_{acc_1}+l_{acc_2})} \mathrm{e}^{-\gamma_{mut} l} \qquad \text{III.56}$$

III.5.3.3 Expression de H selon la méthode de mesure différentielle choisie

Nous avons ainsi établi les expressions des signaux mesurés dans le cas d'un dispositif chargé et non chargé. Pour exprimer la fonction de transfert H, plusieurs solutions sont possibles selon l'approche différentielle choisie. En effet, comme évoqué précédemment, il est possible d'effectuer une mesure différentielle non chargée/chargée (différentielle sur la nature du matériau) ou différentielle sur la longueur de matériau chargé.

III.5.3.3.1 Méthode différentielle sur la nature du matériau

Dans le cas de la méthode différentielle sur la nature du matériau, H s'exprime comme le ratio des transformées de Fourier du signal issu du dispositif chargé (Figure III.38) sur celle du signal issu du dispositif non chargé (Figure III.36).

$$H = \frac{V_{mut}^{+}}{V_{air}^{+}} = \frac{(1-r^2)}{1-\mathrm{e}^{-2\gamma_{mut} l} r^2} \mathrm{e}^{-(\gamma_{mut}-\gamma_{air})l} \qquad \text{III.57}$$

Dans le cas simplifié où nous n'avons pas de réflexions dans le signal ($r = 0$), nous pouvons écrire la forme simplifiée suivante :

$$H = \frac{V_{mut}^{+}}{V_{air}^{+}} = \mathrm{e}^{-(\gamma_{mut}-\gamma_{air})l} \qquad \text{III.58}$$

III.5.3.3.2 Méthode différentielle sur la longueur du matériau

Dans le cas de la méthode différentielle sur la longueur du matériau, il nous faut nécessairement deux dispositifs de longueurs différentes. En effet, la longueur du matériau varie mais la longueur des accès est considérée comme identique. Logiquement, cela demande d'avoir deux dispositifs différents comme présenté sur la Figure III.40.

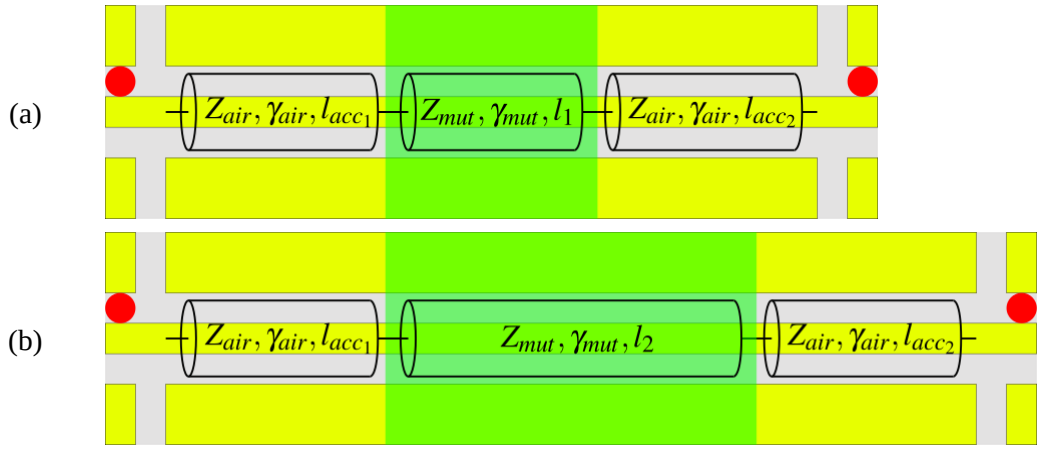


Figure III.40 – Dispositif permettant la mesure en transmission de la permittivité de matériau avec la méthode différentielle sur la longueur.

Dans ce cas, H peut s'exprimer ainsi :

$$H = \frac{V_{mut_{l_2}}^{+}}{V_{mut_{l_1}}^{+}} = \frac{1 - \mathrm{e}^{-2\gamma_{mut}l_1}r^2}{1 - \mathrm{e}^{-2\gamma_{mut}l_2}r^2}\mathrm{e}^{-\gamma_{mut}(l_2-l_1)} \qquad \text{III.59}$$

avec l_1 et l_2 les longueurs de matériau pour chaque dispositif. Encore une fois, si nous pouvons nous placer dans le cas simplifié où il n'y a pas de réflexions multiples dans le signal ($r = 0$), alors nous pouvons écrire :

$$H = \frac{V_{mut_{l_2}}^{+}}{V_{mut_{l_1}}^{+}} = \mathrm{e}^{-\gamma_{mut}(l_2-l_1)} \qquad \text{III.60}$$

Nous pouvons noter une conséquence intéressante dans ce cas : il n'est pas nécessaire de connaitre les propriétés de propagation de la ligne de référence (γ_{air} et Z_{air}). Il est ainsi possible de simplifier le schéma de la Figure III.25. Cette approche nous évite ainsi de simuler la ligne non chargée.

III.5.3.3.3 Avantages et inconvénients de chaque approche

Ces deux approches donnent des résultats équivalents. Cependant, le choix de l'une ou de l'autre dépendra des conditions expérimentales et du matériau à mesurer. Notamment, la méthode différentielle sur la longueur, en se plaçant dans le cas simplifié, a l'avantage de ne pas nécessiter la simulation de la

ligne non chargée. Cependant, il faut nécessairement deux dispositifs distincts, ce qui peut causer des erreurs expérimentales (réalignement des spots laser sur les PC de génération et de détection, manipulation des câbles de connexion, etc…). D'un autre côté, la méthode différentielle sur la nature du matériau présente le grand avantage, pour un matériau facilement déposable et enlevable, de ne nécessiter qu'un seul dispositif (que l'on va venir charger ou non par un matériau). De plus, il est parfois possible de faire ces deux mesures sans modifier la configuration expérimentale (particulièrement l'alignement optique) et cela réduit donc les incertitudes de mesure.

III.5.4 Expression de *H* dans le cas de mesures en réflexion

Passons maintenant à la détermination de *H* dans le cas de mesures en réflexion. Comme évoqué dans le cas des mesures en transmission, il est possible d'insérer les photocommutateurs de plusieurs manières au sein de nos structures. Pour illustrer notre propos, nous avons choisi ici une architecture comme présentée sur la Figure III.41.

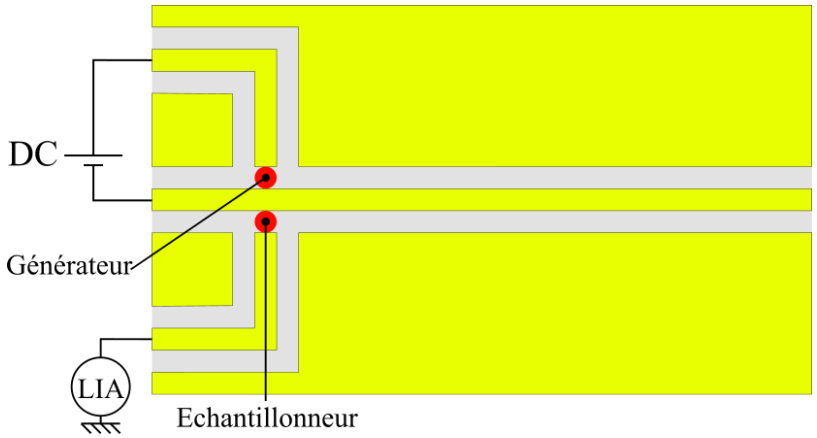
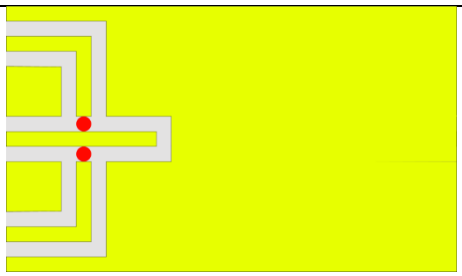


Figure III.41 – Exemple d'architecture du système de mesure permettant de faire des mesures en réflexion.

Cette configuration de base ne permet pas, en l'état, la mesure de signaux réfléchis. En effet, aucun signal n'est réfléchi dans cette architecture car la ligne CPW ne possède aucune discontinuité. Le signal va simplement se propager sans jamais rencontrer d'obstacle permettant sa réflexion. Il nous faut donc introduire des variantes générant des signaux réfléchis. Le Tableau III.4 synthétise la liste exhaustive des configurations possibles.

Config.	Schéma	Description
1		Ligne d'accès terminée par un « reflect » (circuit ouvert ou court-circuit)

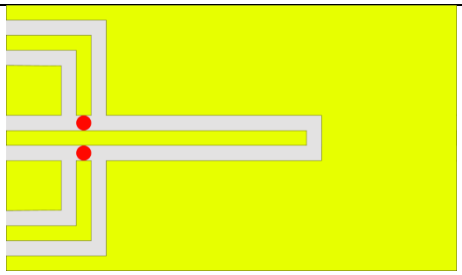
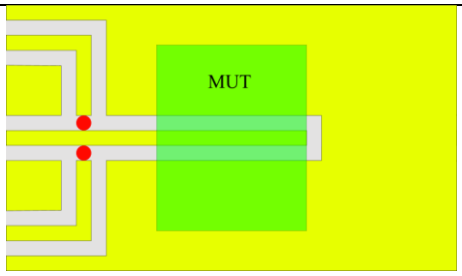
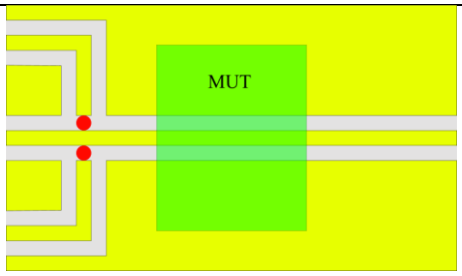
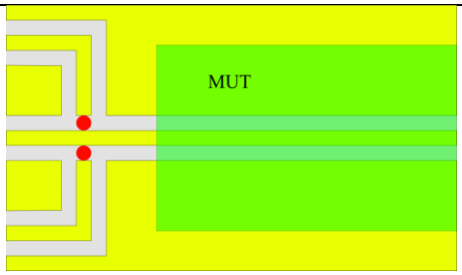
2		Ligne d'accès + ligne non chargée terminée par un « reflect »
3		Ligne d'accès + ligne chargée terminée par un « reflect »
4		Ligne d'accès + ligne chargée + ligne qui continue à l'infini
5		Ligne d'accès + ligne chargée qui continue à l'infini

Tableau III.4 – Listes des configurations de mesure du système en réflexion.

Il est possible d'imaginer des configurations « bis » pour les configurations 1, 2 et 3. En effet, dans le Tableau III.4, elles sont toutes terminées par un circuit ouvert mais il est possible d'envisager que ces configurations soient terminées par un court-circuit. Nous généraliserons donc en parlant de *reflect*. Il est également intéressant de noter que la configuration 5 est en réalité un cas particulier de la configuration 4. Nous l'avons néanmoins mise à part pour éviter toute confusion lors de la description des différentes procédures d'extraction.

Nous pouvons noter que le nombre de variantes est bien plus important que pour les mesures en transmission. Nous pouvons imaginer une multitude de méthodes de mesure de signaux et de calculs de la fonction H. Ainsi, pour des raisons de clarté, nous n'allons pas traiter tous les cas dans ce manuscrit. Nous allons cependant exprimer le signal mesuré pour chacune de ces structures puis choisirons quelques configurations de mesures pertinentes et exprimerons leurs fonction H associées.

III.5.4.1 Signal mesuré pour différentes configurations de mesure en réflexion

Dans un premier temps, nous pouvons définir pour chaque configuration un schéma électrique équivalent comme présenté dans le Tableau III.5.

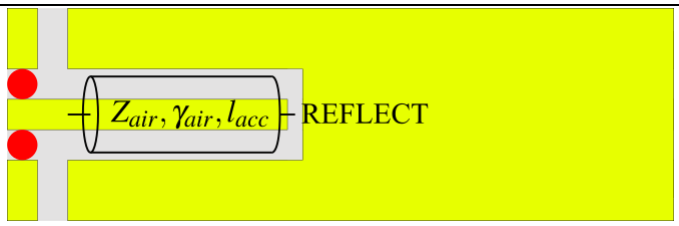
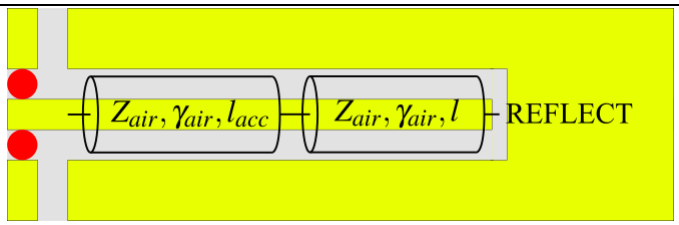
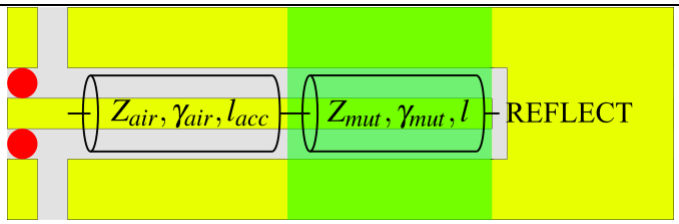
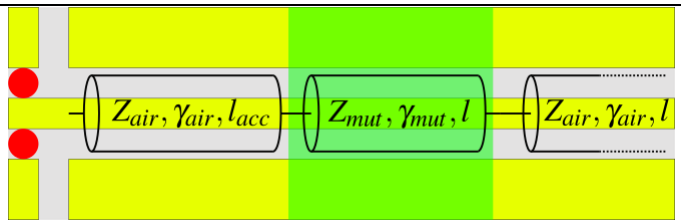
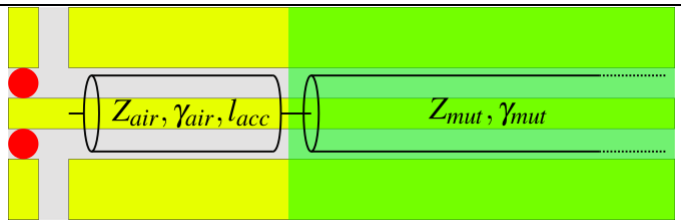
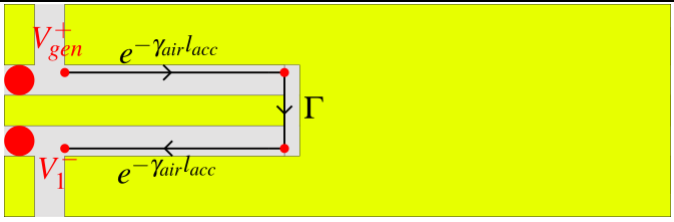
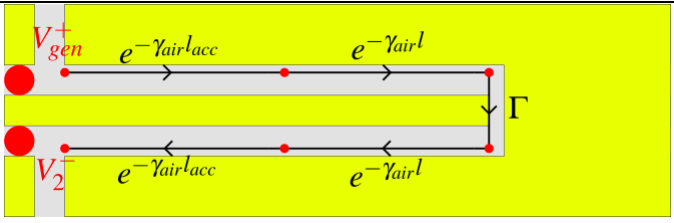
Config.	Schéma électrique équivalent
1	
2	
3	
4	
5	

Tableau III.5 – Modèle électrique équivalent des différentes configurations de mesure en réflexion.

A chacun de ces modèles électriques, nous pouvons associer un graphe de fluence comme résumé dans le Tableau III.6.

Config.	Graphe de fluence associé
1	
2	

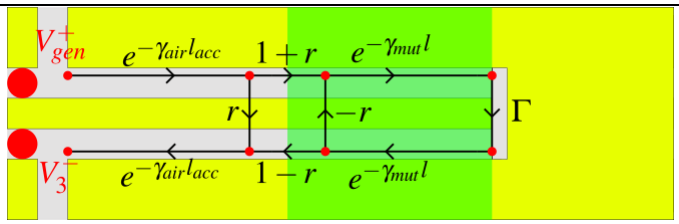
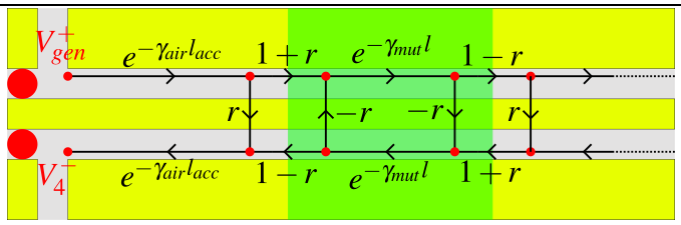
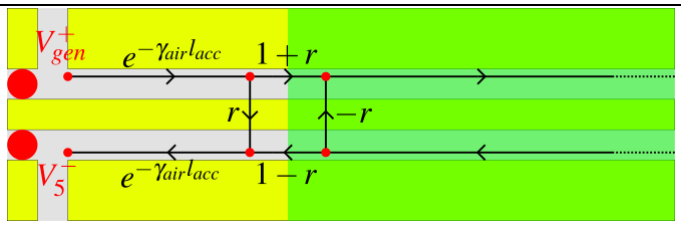
3	
4	
5	

Tableau III.6 – Graphe de fluence associé à chaque configuration de mesure en réflexion.

Enfin, depuis chaque graphe de fluence, nous pouvons exprimer le signal mesuré comme présenté dans le Tableau III.7.

Config.	**Expression du signal mesuré**
1	$V_1^- = \Gamma\, V_{gen}^+ e^{-2\gamma_{air} l_{acc}}$
2	$V_2^- = \Gamma\, V_{gen}^+ e^{-2\gamma_{air} l_{acc}} e^{-2\gamma_{air} l}$
3	$V_3^- = V_{gen}^+ e^{-2\gamma_{air} l_{acc}} \left(r + \frac{(1-r^2) e^{-2\gamma_{mut} l} \Gamma}{1 + r e^{-2\gamma_{mut} l} \Gamma} \right)$
4	$V_4^- = V_{gen}^+ e^{-2\gamma_{air} l_{acc}} r \left(1 + \frac{-(1-r^2) e^{-2\gamma_{mut} l}}{1 - r^2 e^{-2\gamma_{mut} l}} \right)$
5	$V_5^- = V_{gen}^+ e^{-2\gamma_{air} l_{acc}} r$

Tableau III.7 – Expression du signal mesuré dans chacune des configurations de mesure en réflexion.

III.5.4.2 Expression de H pour les méthodes de mesure en réflexion selon l'approche différentielle choisie

De manière analogue aux mesures en transmissions, il y a deux catégories d'extraction basées sur des mesures différentielles non chargée/chargée (différentielle sur la nature) et sur la longueur du matériau.

III.5.4.2.1 Méthode différentielle sur la nature du matériau

Dans le cas de mesures différentielles sur la nature, deux configurations s'avèrent réellement pertinentes expérimentalement. Elles sont présentées dans le Tableau III.8 :

Config.	Expression de H
1-5	$H = \frac{V_5^-}{V_1^-} = r$
2-3	$H = \frac{V_3^-}{V_2^-} = \frac{1}{\Gamma\, e^{-2\gamma_{air} l}} \left(r + \frac{(1-r^2) e^{-2\gamma_{mut} l} \Gamma}{1 + r e^{-2\gamma_{mut} l}\, \Gamma} \right)$

Tableau III.8 – Expression de H pour certaines configurations de mesures différentielles sur la nature.

La configuration « 1-5 » à l'avantage d'avoir une expression de H très simple et est relativement facile à mettre en œuvre expérimentalement. Il suffit d'avoir un motif de référence avec une ligne d'accès et un motif avec une très longue ligne sur laquelle nous allons déposer du matériau. Cependant, nous pouvons supposer que la sensibilité de la méthode sera limitée car l'interaction entre le matériau et le signal EM est minime. En effet, l'ajout de matériau va venir modifier l'impédance caractéristique de la ligne de transmission dans la configuration 5 et nous ne mesurons que le signal réfléchi à l'interface et non le signal qui s'est propagé dans le matériau. Il sera ainsi particulièrement difficile de faire la mesure pour les matériaux à faible permittivité (de l'ordre de, ou plus faible que, la permittivité du substrat) car peu ou pas de signal sera réfléchi.

La configuration « 2-3 » donne une expression de H plus complexe mais possède deux avantages majeurs. Premièrement, un seul dispositif peut être fabriqué et être chargé par un matériau puis nettoyé. Cela possède l'avantage, dans certains cas, de ne pas changer la configuration du banc de mesure (alignement des faisceaux, etc.) entre la mesure non chargée et la mesure chargée ce qui réduit les incertitudes expérimentales. Deuxièmement, la sensibilité de cette approche est sans doute beaucoup plus élevée car il y a beaucoup plus d'interaction entre le signal EM et le matériau que pour la configuration précédente.

III.5.4.2.2 Méthode différentielle sur la longueur du matériau

Dans le cas des mesures différentielles sur la longueur du matériau, deux configurations semblent pertinentes. Elles sont présentées dans le Tableau III.9 :

Config.	Expression de H
3_{l1}-3_{l2}	$H = \frac{V_{3_{l_2}}^-}{V_{3_{l_1}}^-} = \frac{r + \frac{(1-r^2) e^{-2\gamma_{mut} l_2} \Gamma}{1 + r e^{-2\gamma_{mut} l_2}\, \Gamma}}{r + \frac{(1-r^2) e^{-2\gamma_{mut} l_1} \Gamma}{1 + r e^{-2\gamma_{mut} l_1}\, \Gamma}}$
4_{l1}-4_{l2}	$H = \frac{V_{4_{l_2}}^-}{V_{4_{l_1}}^-} = \frac{1 + \frac{-(1-r^2) e^{-2\gamma_{mut} l_2}}{1 - r^2 e^{-2\gamma_{mut} l_2}}}{1 + \frac{-(1-r^2) e^{-2\gamma_{mut} l_1}}{1 - r^2 e^{-2\gamma_{mut} l_1}}}$

Tableau III.9 – Expression du signal mesuré dans chacune des configurations de mesure en réflexion.

La méthode basée sur l'architecture 3 est relativement simple à mettre en œuvre mais demande l'utilisation de deux structures dédiées. Cela implique un réalignement du banc expérimental entre les deux mesures et peut donc augmenter les incertitudes liées à la mesure. Cependant, cette approche devrait être plus sensible que la méthode basée sur l'architecture 4. Cette dernière, selon le dispositif, peut nécessiter uniquement une structure sur laquelle le dépôt de matériau sera allongé ou réduit. Cependant, il est à prévoir que cette méthode sera beaucoup moins sensible pour les mêmes raisons que

celles évoquées pour la configuration « 1-5 » de la partie précédente. Il est intéressant de noter que la configuration 4 permet également, si la structure est symétrisée, de faire des mesures en transmission. Le dispositif pourrait ainsi avoir un double emploi et permettre de mesurer tous types de permittivités, voire de corroborer les mesures.

III.6 Prise en compte de l'échantillonnage en temps équivalent

Dans la partie précédente, nous avons supposé que nous étions capables de mesurer directement les signaux temps réels qui se propagent sur la ligne de transmission, sans aucun effet de la mesure. En pratique, aucun système électronique n'est capable d'échantillonner en temps réel des signaux avec une période de quelques centaines de femtosecondes (les oscilloscopes dits rapides échantillonnent à quelques dizaines de Gsa/s, soit une période d'échantillonnage supérieure à la dizaine de picosecondes). Comme ces signaux sont répétitifs, ils peuvent en revanche être mesurés en temps équivalent. Comme présenté dans la partie II.1.4, l'échantillonnage en temps équivalent est réalisé grâce à un photocommutateur de détection identique au PC de génération qui est activé à un instant t_0. Puis, l'amplitude associée à chaque point d'échantillonnage est mesurée via un voltmètre ou un amplificateur à détection synchrone. La Figure III.42 décrit le lien entre :

- le signal $v_a^+(t)$, dit signal « temps réel » et dont la variable est t, se propageant sur nos structures et arrivant sur le PC de détection (l'échantillonneur),
- le signal intermédiaire $v_b^+(t, t_0)$, qui est le signal temps réel disponible de l'autre côté du PC de détection, celui-ci étant activé à l'instant t_0,
- et le signal $\tilde{v}(t_0)$, dit signal « temps équivalent » et dont la variable est t_0, qui sera acquis via la mesure.

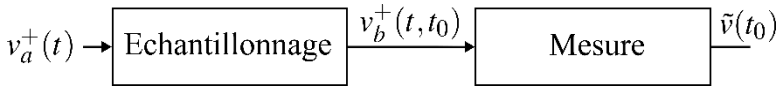


Figure III.42 – Schéma fonctionnel des différents effets de la méthode de mesure en temps équivalent.

La Figure III.43 montre $v_a^+(t)$, le signal temps réel, et $\tilde{v}(t_0)$, le signal en temps équivalent, superposés. Ils ont été obtenus en utilisant l'outil de simulation présenté dans la partie III.4 et en générant une impulsion réaliste (le PC de génération a été pris en compte dans le modèle ADS). Nous pouvons voir que le signal temps équivalent présente des fronts moins raides que le signal temps réel, la méthode de mesure en temps équivalent a donc clairement un impact sur le signal et cet impact est clairement causal.

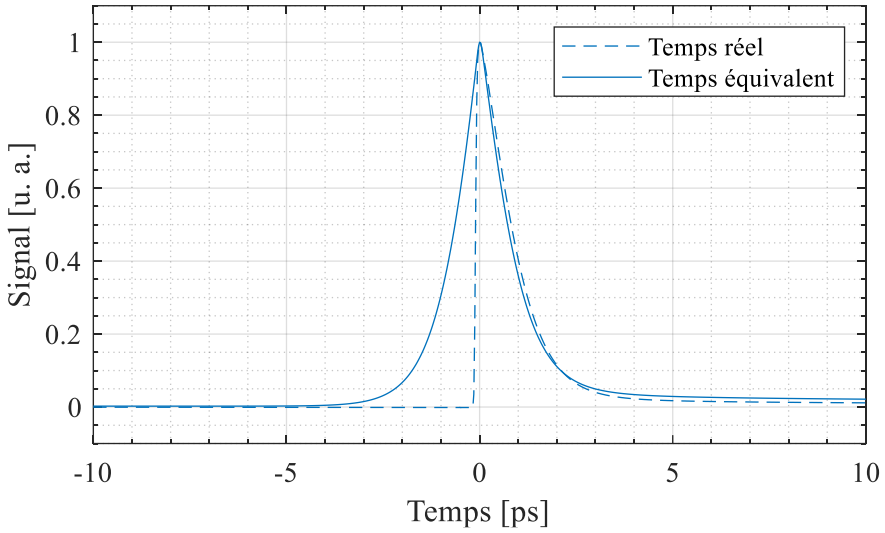


Figure III.43 – Comparaison entre le signal temps réel (non mesurable) et le signal en temps équivalent (la mesure).

Pourtant, dans la partie précédente traitant de la procédure d'extraction, nous avons utilisé les signaux temps réel pour l'extraction et avons supposé que l'échantillonnage n'avait pas d'effet. Pour comprendre comment cette approche peut être tout de même valide et éventuellement proposer un domaine de validité, il faut nous intéresser plus en profondeur à l'effet de l'échantillonnage et de la mesure sur le signal.

III.6.1 Effet de l'échantillonnage

Si nous souhaitions échantillonner des signaux plus lents (de l'ordre de la nanoseconde ou plus), nous pourrions assimiler la réponse de notre PC à un échantillonneur parfait (Dirac) et le lien entre le signal temps réel et le signal temps équivalent serait alors très simple [106], [107]. Dans notre cas, l'échantillonneur possède le même temps de réponse que les temps caractéristiques du signal lui-même, par construction, puisque les deux PC de génération et de détection sont identiques. Il est donc plus délicat de décrire le lien entre le signal temps réel et le signal échantillonné en temps équivalent. Pour cela, il nous faut faire une étude plus fine de la structure en prenant en compte le circuit électrique dans laquelle est inséré le PC de détection.

Comme évoqué dans la partie II.3.2, pour nos structures, il existe trois architectures possibles (trois manières d'insérer un PC au sein de la structure) pour procéder à un échantillonnage. Pour chacune de ces architectures de détection, nous pouvons établir un modèle électrique équivalent tel que décrit dans le Tableau III.10. Pour rappel, le signal v_a^+ est le signal temps réel incident sur le PC de détection qui s'est propagé sur la structure (chargée ou non chargée par du matériau). v_b^+ correspond à l'amplitude de l'onde de tension sortante de l'échantillonneur qui va se propager jusqu'à la détection. Enfin, dans la troisième configuration, nous avons un dernier signal v_c^+, correspondant à l'amplitude de l'onde de tension sortante du PC de détection mais qui ne se propage pas vers l'appareil de mesure.

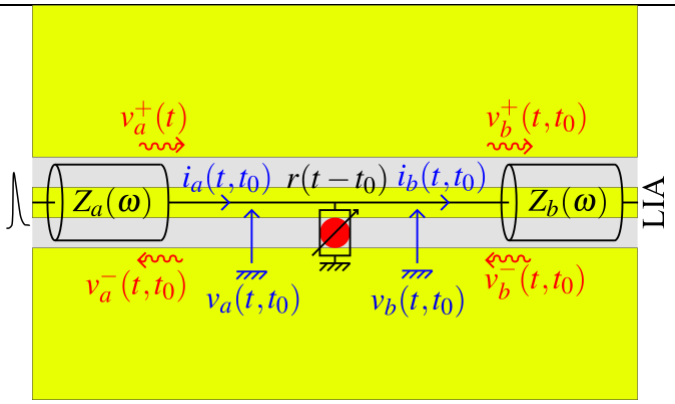
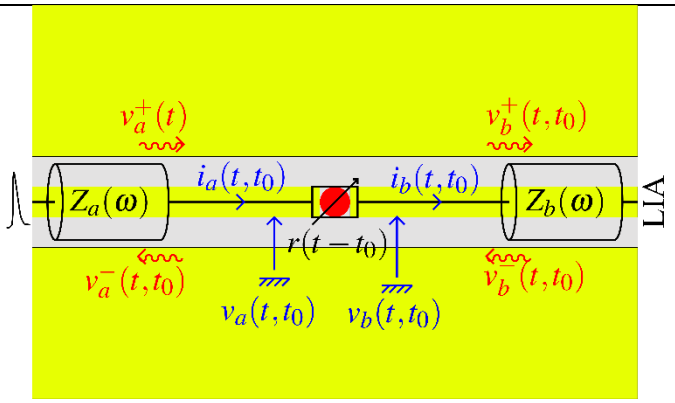
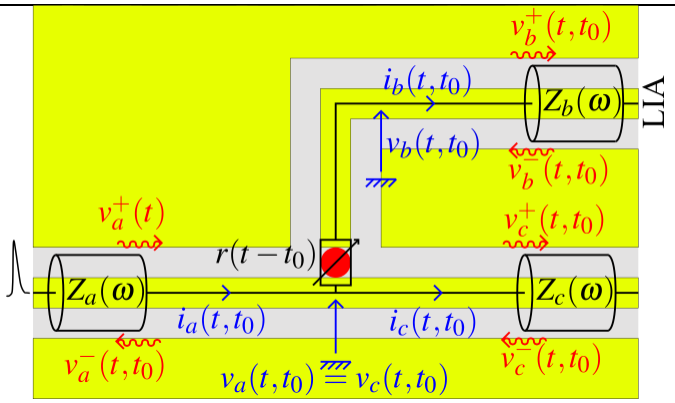
Type d'échantillonneur	Schéma électrique
Détecteur parallèle, mesure série ou « sliding contact »	
Détecteur série, mesure série	
Détecteur parallèle, mesure parallèle	

Tableau III.10 – Liste des architectures d'échantillonneurs et leurs schéma électrique équivalent.

Avec l'aide de ces schémas électriques, nous pouvons exprimer, pour chacune de ces architectures, un système d'équations décrivant l'effet de l'échantillonneur comme présenté dans le Tableau III.11. Le symbole $*$ représente ici le produit de convolution.

Type d'échantillonneur	Système d'équation d'écrivant le schéma électrique
Détecteur parallèle, mesure série ou « sliding contact »	$\begin{cases} v_a^+(t) = \frac{v_a(t,t_0) + z_a(t) * i_a(t,t_0)}{2} \\ v_a^-(t,t_0) = \frac{v_a(t,t_0) - z_a(t) * i_a(t,t_0)}{2} \\ v_b^+(t,t_0) = \frac{v_b(t,t_0) + z_b(t) * i_b(t,t_0)}{2} \\ 0 = \frac{v_b(t,t_0) - z_b(t) * i_b(t,t_0)}{2} \\ i_a(t,t_0) = \frac{v_a(t,t_0)}{r(t-t_0)} + i_b(t,t_0) \\ v_a(t,t_0) = v_b(t,t_0) \end{cases}$
Détecteur série, mesure série	$\begin{cases} v_a^+(t) = \frac{v_a(t,t_0) + z_a(t) * i_a(t,t_0)}{2} \\ v_a^-(t,t_0) = \frac{v_a(t,t_0) - z_a(t) * i_a(t,t_0)}{2} \\ v_b^+(t,t_0) = \frac{v_b(t,t_0) + z_b(t) * i_b(t,t_0)}{2} \\ 0 = \frac{v_b(t,t_0) - z_b(t) * i_b(t,t_0)}{2} \\ v_a(t,t_0) - v_b(t,t_0) = r(t-t_0) i_a(t,t_0) \\ i_a(t,t_0) = i_b(t,t_0) \end{cases}$
Détecteur parallèle, mesure parallèle	$\begin{cases} v_a^+(t) = \frac{v_a(t,t_0) + z_a(t) * i_a(t,t_0)}{2} \\ v_a^-(t,t_0) = \frac{v_a(t,t_0) - z_a(t) * i_a(t,t_0)}{2} \\ v_b^+(t,t_0) = \frac{v_b(t,t_0) + z_b(t) * i_b(t,t_0)}{2} \\ 0 = \frac{v_b(t,t_0) - z_b(t) * i_b(t,t_0)}{2} \\ v_c^+(t,t_0) = \frac{v_c(t,t_0) + z_c(t) * i_c(t,t_0)}{2} \\ 0 = \frac{v_c(t,t_0) - z_c(t) * i_c(t,t_0)}{2} \\ v_a(t,t_0) - v_b(t,t_0) = r(t-t_0) i_b(t,t_0) \\ v_a(t,t_0) = v_c(t,t_0) \\ i_a(t,t_0) = i_b(t,t_0) + i_c(t,t_0) \end{cases}$

Tableau III.11 – Systèmes d'équations décrivant l'effet des différents types d'échantillonneurs.

Ensuite, il est possible pour chacun de ces cas, d'exprimer le lien entre le signal échantillonné v_b^+et le signal incident sur l'échantillonneur $v_a^+(t)$. Ces expressions sont présentées dans le Tableau III.12.

Type d'échantillonneur	Lien entre le signal incident et le signal échantillonné
Détecteur parallèle, mesure série ou « sliding contact »	$\frac{v_b^+(\mathrm{t},\mathrm{t_0})}{v_a^+(\mathrm{t})} = \frac{2v_a(\mathrm{t},\mathrm{t_0})}{v_a(\mathrm{t},\mathrm{t_0}) + z_a(\mathrm{t}) * \left[\frac{v_a(t,t_0)}{r(t-t_0)} + TF^{-1}\left[\frac{V_a(\omega,t_0)}{Z_b(\omega)}\right]\right]}$
Détecteur série, mesure série	$\frac{v_b^+(t,\mathrm{t_0})}{v_a^+(\mathrm{t})} = \frac{2[z_b(t) * i_a(t,t_0)]}{i_\mathrm{a}(t,t_0)\, r(t-t_0) + \mathrm{i_a}(t,t_0) * \left(z_a(t) + z_b(t)\right)}$
Détecteur parallèle, mesure parallèle	$\frac{v_b^+(t,t_0)}{v_a^+(t)} = \frac{2\,(z_\mathrm{b}(t) * i_\mathrm{b}(t,\mathrm{t_0}))}{\mathrm{i_b}(\mathrm{t},\mathrm{t_0})\,\mathrm{r}(\mathrm{t},\mathrm{t_0}) + \mathrm{i_b}(\mathrm{t},\mathrm{t_0}) * \left(z_\mathrm{a}(t) + \mathrm{z_b}(\mathrm{t})\right) + \mathrm{z_a}(\mathrm{t}) * \mathrm{TF}^{-1}\left[\frac{Z_b(\omega) I_b(\omega,t_0) + \mathrm{I_b}(\omega,\mathrm{t_0}) * \mathrm{R}(\omega,\mathrm{t_0})}{\mathrm{Z_c}(\omega)}\right]}$

Tableau III.12 – Synthèse des liens entre signal incident et signal échantillonné pour chaque architecture de détection. Le caractère ∗ représente ici le produit de convolution.

Ces expressions, bien que différentes, possèdent une forme commune. Il est ainsi possible de déduire une expression générale liant le signal incident temps réel et le signal échantillonné quel que soit la structure comme :

$$v_b^+(t,t_0) = m(t,t_0)v_a^+(t) \qquad \text{III.61}$$

avec $m(t,t_0)$, une fonction décrivant l'effet de l'échantillonneur spécifique à chaque configuration. Cette fonction dépend des propriétés du PC (décrites notamment par la résistance variable au cours du temps $r(t)$), ainsi que du circuit électrique dans lequel il est inséré (impédance des lignes de transmission).

Toutes ces expressions comportent des convolutions et il est donc impossible en l'état d'exprimer simplement le lien entre le signal incident et le signal échantillonné.

Pour pouvoir aller plus loin dans l'analyse, il nous faut faire une hypothèse. Soit, sur la Figure III.44, l'évolution de la partie réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique des lignes de transmission du système de mesure.

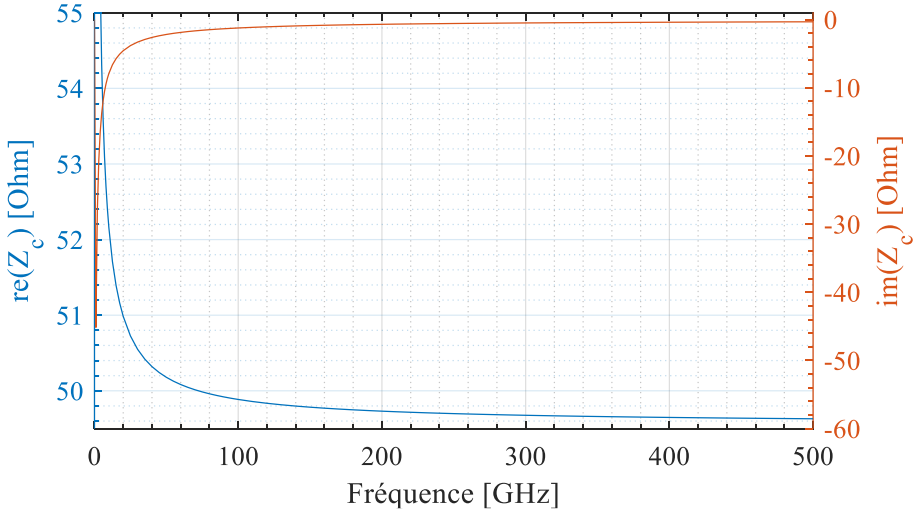


Figure III.44 – Evolution de l'impédance caractéristique des lignes de transmission du système de mesure.

Nous pouvons observer qu'au-delà de 50 GHz, la partie réelle de l'impédance devient constante et varie de moins de 1 % quand la partie imaginaire tend vers 0. Nous pouvons donc noter que l'impédance caractéristique de nos lignes, pour des fréquences suffisamment élevées, peut être considérée comme réelle et constante. Cela signifie que nos lignes peuvent être assimilées à des lignes sans pertes au-delà d'une certaine fréquence. Sous cette hypothèse, la transformée de Fourier inverse de l'impédance caractéristique des lignes $z(t) = TF^{-1}[Z(\omega)]$ devient $z(t) = TF^{-1}[Z] = Z.\delta(t)$. Il est alors possible de simplifier les expressions du Tableau III.12 comme suit :

Type d'échantillonneur	**Lien entre le signal incident et le signal échantillonné dans le cas de ligne sans pertes**
Échantillonneur parallèle, mesure série ou « sliding contact »	$v_b^+(\mathrm{t},\mathrm{t_0}) = \dfrac{1}{1 + Z_\mathrm{a}\dfrac{Z_b + r(t-t_0)}{Z_b r(t-t_0)}} v_a^+(\mathrm{t})$
Échantillonneur série, mesure série	$v_b^+(\mathrm{t},\mathrm{t_0}) = \dfrac{2\,Z_b}{r(t,t_0) + Z_a + Z_b} v_a^+(\mathrm{t})$
Échantillonneur parallèle, mesure parallèle	$v_b^+(t,t_0) = \dfrac{2\ Z_b}{Z_a + Z_b + \dfrac{Z_b Z_a}{Z_c} + \ r(t,t_0)\left(1 + \dfrac{Z_b Z_a}{Z_c}\right)} v_a^+\ (t)$

Tableau III.13 – Relations entre le signal incident et le signal échantillonné pour chaque architecture d'échantillonneur sous hypothèse que les lignes de transmission aient une impédance caractéristique réelle et constante (lignes sans pertes).

Sous cette hypothèse, l'équation III.61 peut se réécrire comme :

$$v_b^+(t,t_0) = m(t-t_0)v_a^+(t) \qquad \text{III.62}$$

où la forme de $m(t)$ ne dépend plus de t_0 mais correspond à un simple décalage temporelle.

III.6.2 Effet de la mesure et lien entre l'amplitude de l'onde de tension et le signal mesuré

Une fois le signal échantillonné, il va se propager sur les câbles électriques du banc de mesure jusqu'aux bornes de l'appareil de mesure (voltmètre ou amplificateur à détection synchrone). L'effet de la propagation sur ces connexions peut être simplifié et assimilé à un simple retard et une atténuation. Ainsi, le lien entre l'amplitude de l'onde de tension sortante du PC de détection v_b^+ et l'amplitude de l'onde de tension aux bornes de l'appareil de mesure v^+ s'exprime simplement comme :

$$v^+(t) \propto v_b^+(t) \qquad \text{III.63}$$

Le signal v^+ correspond à l'amplitude d'une onde de tension et n'est pas mesurable directement. Il nous faut donc établir un lien entre l'amplitude de l'onde de tension v^+et la tension aux bornes de l'appareil de mesure v. En pratique, l'impédance d'entrée d'un appareil de mesure de la tension est généralement très grande (plusieurs mégaohms [108]), de plus, les câbles de notre banc de mesure possèdent typiquement une impédance caractéristique de $50\ \Omega$. Ainsi, le coefficient de réflexion à l'entrée de l'appareil de mesure est très proche de 1 et l'intégralité du signal incident sur l'appareil de mesure sera réfléchie ($v^+ = v^-$). La tension aux bornes de l'appareil s'exprime alors simplement comme :

$$v(t) = 2v^+(t) \quad \text{III.64}$$

Cette tension variant très rapidement (signal de quelques picosecondes) en comparaison du temps de réponse de l'appareil (de l'ordre de la milliseconde), la mesure qui sera faite correspondra à la moyenne du signal rapide. Nous pouvons donc écrire :

$$\tilde{v} \propto \int v^+(t)\, dt \quad \text{III.65}$$

Ainsi, en faisant varier la position du point d'échantillonnage pour chaque impulsion, il est possible de reconstruire le signal en temps équivalent comme :

$$\tilde{v}(t_0) \propto \int v^+(t, t_0)\, dt \quad \text{III.66}$$

III.6.3 Validation de l'utilisation des signaux en temps équivalent pour la méthode d'extraction

En combinant les équations III.62, III.63 et III.66, nous pouvons exprimer le signal mesuré en temps équivalent $\tilde{v}(t_0)$ en fonction du signal temps réel $v_a^+(t)$ comme :

$$\tilde{v}(t_0) \propto \int m(t - t_0) v_a^+(t)\, dt \quad \text{III.67}$$

Cette expression peut être modifiée, en précisant que $m(t - t_0) = m(-(t_0 - t))$, afin de faire apparaitre un produit de convolution tel que :

$$\tilde{v}(t_0) \propto m(-t_0) * v_a^+(t_0) \quad \text{III.68}$$

Pour rappel, l'approche que nous avons choisie consiste à réaliser une extraction basée sur une mesure différentielle du type « non chargée/chargée » ou sur la longueur du matériau. Nous pouvons écrire, dans ce premier cas sans pertes de généralité, et en prenant soin de vérifier que les conditions expérimentales des deux mesures soient strictement identiques (même géométrie, même éclairement des PC, mêmes câbles électriques, etc.), la fonction H comme :

$$H(\omega) = \frac{V_{a_{mut}}^+(\omega)}{V_{a_{air}}^+(\omega)} \approx \frac{\tilde{V}_{mut}(\omega)\mathcal{F}[m(-t_0)]}{\tilde{V}_{air}(\omega)\mathcal{F}[m(-t_0)]} = \frac{\tilde{V}_{mut}(\omega)}{\tilde{V}_{air}(\omega)} \quad \text{III.69}$$

Nous avons ainsi démontré que le rapport des transformées de Fourier des signaux temps réel V_a^+ est, sous hypothèse de ligne sans pertes et de conditions de mesure identiques, égal au ratio des transformées de Fourier des signaux mesurés en temps équivalent $\tilde{V}$.

Nous disposons donc d'une expression de la fonction de transfert du détecteur dans le cas particulier où toutes les lignes peuvent être considérées sans pertes. Il est possible de généraliser ce résultat au cas des lignes quelconques en étudiant les propriétés du système d'équations du Tableau III.11et de l'expression du signal mesuré en temps équivalent de l'équation III.67 qui décrivent entièrement le comportement du détecteur. Nous pouvons, en effet, démontrer que ce comportement est linéaire car le système

d'équation ne contient que des opérations d'addition, de soustraction, de multiplication par un scalaire, de convolution et d'intégration qui sont toutes des opérations linéaires.

Par conséquent, la simplification de l'équation III.69 peut être généralisée au cas des lignes quelconques et nous considérerons par la suite que l'effet du détecteur est annulé par l'approche différentielle que nous mettons en œuvre.

III.7 Domaine de validité de la méthode d'extraction de l'indice de réfraction

L'approche présentée dans ce chapitre permet l'extraction de l'indice de réfraction d'un matériau quelconque, mais possède plusieurs limitations et contraintes qu'il convient de préciser ici.

Premièrement, l'extraction étant basée sur l'utilisation d'une simulation électromagnétique, la structure de guidage (ligne CPW) utilisée doit être parfaitement connue. Il est nécessaire de connaitre avec précision toutes les propriétés des matériaux qui composent cette structure, ainsi que leurs dimensions géométriques. De plus, dans le cas où les modèles utilisés sont des modèles 2D, le matériau déposé doit avoir une forme assimilable à un parallélépipède. Les conditions requises pour cette approximation sont précisées dans la partie IV.3.1.

Deuxièmement, le choix des points utilisés dans la génération du jeu de données (simulation de la structure pour différents indices complexes de matériau déposé) est crucial et le maillage doit être suffisamment fin pour permettre une extraction précise (un pas de 10^{-1} sur la partie réelle et 10^{-2} sur la partie imaginaire semble correct pour les applications courantes). De plus, si l'indice du matériau à extraire est hors plage, il est évident qu'il sera impossible de l'extraire. Il est donc nécessaire d'avoir une connaissance a priori de la gamme d'indice de réfraction complexe dans lequel se trouve le matériau à caractériser.

Troisièmement, tous les modèles présentés permettant l'expression de la fonction H supposent que les seuls signaux qui existent sur nos structures se situent entre le PC de génération et de détection. En pratique, des réflexions parasites dues à la géométrie même des structures peuvent survenir (réflexion au niveau des bondings de connexion par exemple). Un design minutieux est donc nécessaire afin d'éviter ce genre de problèmes. Nous reviendrons sur ce point plus en détail dans la partie IV.2.

Enfin, l'étude sur l'effet de la mesure en temps équivalent a mis en avant la nécessité de conserver des conditions expérimentales identiques sur les deux mesures utilisées pour procéder à l'extraction. Cela n'est pas toujours aisé à mettre en œuvre expérimentalement. En revanche dans le cas où la même structure est mesurée chargée et non chargée, et sans modification des réglages optiques entre les deux mesures, cette dernière condition est aisément remplie.

IV Choix de conception

Dans l'optique d'optimiser les performances de notre système de mesure, il est nécessaire de soigneusement dimensionner les différents éléments qui le composent. Ainsi, dans ce chapitre, nous donnerons les règles de conception du photocommutateur (PC) en termes de géométrie et de conditions d'excitations électrique et optique. Nous regarderons également l'impact des phénomènes d'atténuation, de dispersion et de réflexion aux discontinuités des lignes coplanaires dans le système de mesure. En particulier, l'impact des dimensions transverses et des rayons de courbure des « virages » seront étudiés via des caractérisations expérimentales. Enfin nous terminerons ce chapitre en précisant le domaine de validité de la méthode d'extraction au vu des dimensions géométriques et de la gamme de valeur d'indice de réfraction du matériau sous test.

IV.1 Design du photocommutateur et conditions d'utilisation

Afin d'optimiser la sensibilité de notre système de mesure ainsi que la largeur de la bande de fréquences dans laquelle il sera possible d'extraire l'indice de réfraction d'un matériau sous test, il est possible d'ajuster la géométrie et les conditions d'utilisation de nos photocommutateurs. En effet, leurs structures et la manière dont ils sont excités influent directement sur la largeur à mi-hauteur (*Full Width at Half Maximum* = FWHM) et l'amplitude de l'impulsion qui est générée et mesurée.

IV.1.1 Evolution de la réponse du PC en fonction de sa géométrie

La Figure IV.1 montre un PC à peigne interdigité et les différentes grandeurs géométriques associées.

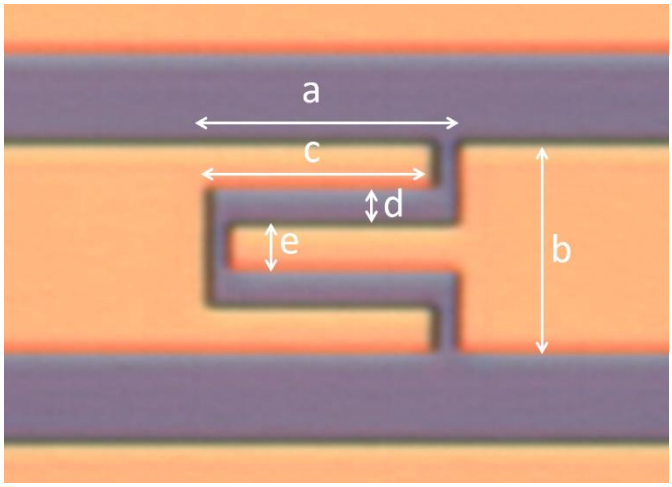


Figure IV.1 – Définition des différents paramètres géométrique des PC à peigne interdigité (exemple de PC à N=3 doigts).

Pour une largeur de ruban central d'une ligne CPW donnée (dimension *b* sur la figure), il est intéressant de comparer le signal qui est généré avec différentes géométries de PC afin de voir l'impact de cette géométrie sur le signal mesuré. Ainsi, un dispositif a été fabriqué dans le but de tester différentes géométries, notamment le nombre de doigts interdigités. Ce dernier a été mesuré via le banc de mesure qui sera présenté dans le chapitre V. Soit N le nombre de doigts du PC à peigne interdigité, le Tableau IV.1 présente les différents PCs qui ont été fabriqués et leurs dimensions géométriques associées. Le PC

de détection étant identique pour chaque structure, seules les variations sur le PC de génération impactent le signal mesuré.

Nombre de doigts (N)	a	b	c	d	e
15	40,5 µm	43,7 µm	36,0 µm	1,51 µm	1,51 µm
12	40,5 µm	43,7 µm	36,0 µm	1,67 µm	2,12 µm
10	40,5 µm	43,7 µm	36,0 µm	1,80 µm	2,75 µm
8	40,5 µm	43,7 µm	36,0 µm	2,11 µm	3,60 µm
6	40,5 µm	43,7 µm	36,0 µm	3,69 µm	4,14 µm
4	40,5 µm	43,7 µm	36,0 µm	5,40 µm	6,84 µm
3	40,5 µm	43,7 µm	36,0 µm	8,33 µm	9,01 µm

Tableau IV.1 – Récapitulatif des dimensions géométriques des différents PC selon le nombre de doigts.

Les résultats de mesure de ces structures sont affichés sur la Figure IV.2-a. Il semble clair que le nombre de doigts impacte directement l'amplitude du signal généré. Ainsi, plus le nombre de doigts est élevé, plus le signal est important. Cela est un comportement attendu, car augmenter le nombre de doigts permet d'améliorer le rendement de conversion des PCs en augmentant la longueur effective des électrodes et en réduisant la distance entre les électrodes ce qui permet d'augmenter, à tension de polarisation égale, la valeur du champ électrostatique qui accélère les porteurs photogénérés. Cependant, en contrepartie, il semble que la largeur à mi-hauteur de l'impulsion augmente également avec le nombre de doigts. Cela est mis en évidence sur la Figure IV.2-b représentant ces mêmes signaux normalisés.

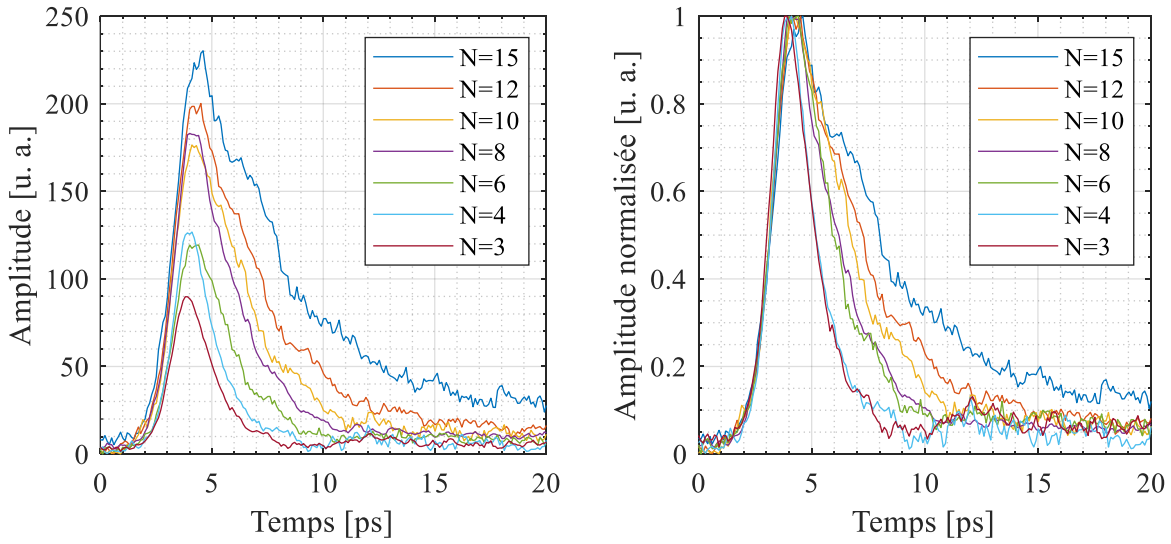


Figure IV.2 – Signaux obtenu pour différentes géométries du PC de génération (a) et les résultats normalisées (b). Les conditions d'excitation optique et de polarisation sont identiques pour chaque mesure.

Nous pouvons, depuis ces données, tracer l'évolution de l'amplitude du signal ainsi que de la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction du nombre de doigts que possède le PC comme montré sur la Figure IV.3.

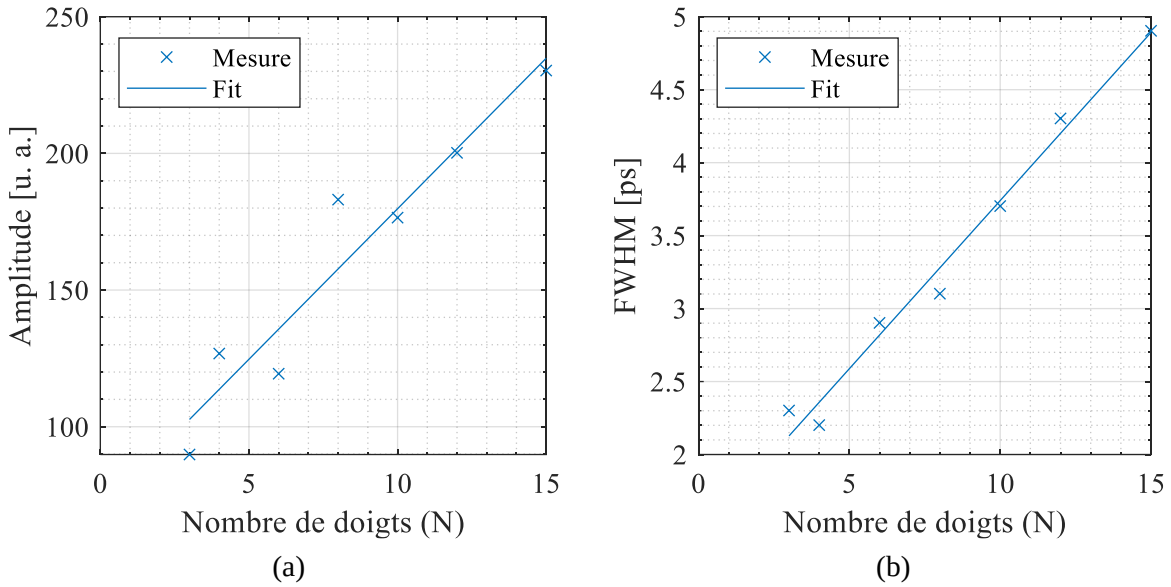


Figure IV.3 – Evolution de l'amplitude du signal (a) ainsi que la largeur à mi-hauteur des impulsion (b) en fonction du nombre de doigts du PC.

Nous observons que la dépendance entre le nombre de doigts et la largeur à mi-hauteur de l'impulsion générée est linéaire. C'est un effet qui a déjà été observé dans de précédents travaux [69], [106] où il a été mis en avant le lien entre la capacité électrique équivalente du PC et la largeur à mi-hauteur de l'impulsion. Comme présenté dans la partie II.1.3, différentes méthodes de calcul de cette capacité sont proposées dans la littérature et aboutissent à des résultats du même ordre de grandeur. Ainsi, le Tableau IV.2 présente les capacités équivalentes calculées pour chaque PC en utilisant la méthode de calcul proposée dans la thèse de H. Eusèbe [69]**.**

Nombre de doigts N	**C_g [fF]**
15	34,9
12	30,4
10	27,0
8	22,3
6	14,0
4	9,4
3	6,3

Tableau IV.2 – Capacité électrique équivalente calculé pour les différentes PC à peignes interdigités selon le nombre de doigts.

A partir d'un code de simulation développé au laboratoire CROMA par Jean-François Roux, nous avons comparé la réponse expérimentale des différents photocommutateur à une simulation dans laquelle la capacité équivalente du PC est prise en compte dans le calcul de la réponse électrique. Ce code est basé sur une réponse du PC modélisée par des équations à taux de populations permettant de retrouver la concentration et la dynamique des porteurs photogénérés (trous et électrons). A cette réponse est ajoutée la réponse temporelle d'un circuit RC (où R est l'impédance équivalente de la ligne de transmission évaluée à 50 Ohms et C la capacité équivalente du PC). Ce modèle a été notamment utilisé dans la thèse

de Jean-Marie Delord sur l'échantillonnage photoconductif [73]. La Figure IV.4 montre le résultat pour trois exemples.

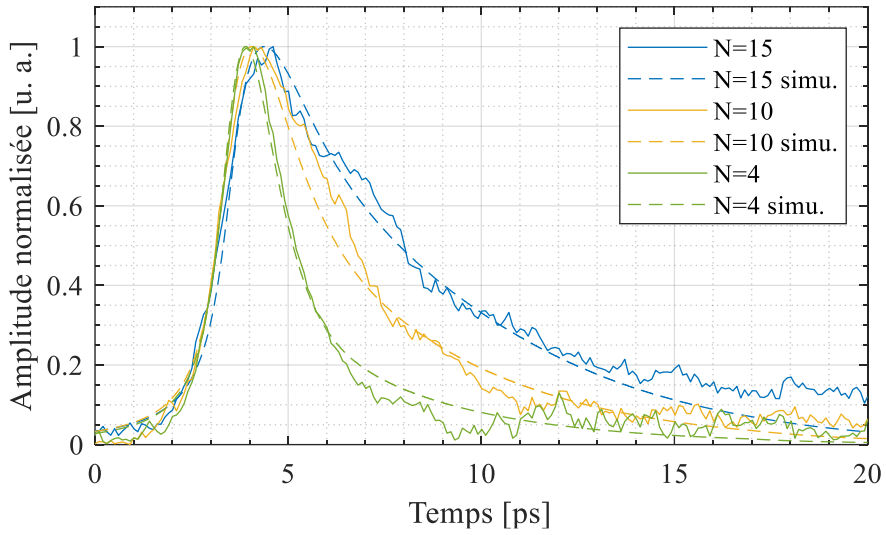


Figure IV.4 – Comparaison de la forme de l'impulsion théorique et expérimentale en fonction de la capacité équivalente du PC.

Nous observons un très bon accord entre les simulations et les résultats expérimentaux, ce qui montre bien l'effet de la capacité équivalente du PC sur la durée de l'impulsion. En considérant que la fréquence maximum du spectre de l'impulsion est inversement proportionnelle à la durée de l'impulsion (Bande passante = 1/FWHM), nous pouvons dire que l'effet de la capacité réduit la bande passante du signal généré. La figure ci-dessous résume les deux effets en fonction de la capacité équivalente du PC (accroissement de l'amplitude et réduction de la bande passante). De ces mesures, nous retiendrons qu'un PC à 5 ou 6 doigts permet d'optimiser l'amplitude de l'impulsion générée sans trop dégrader la bande passante. C'est donc cette configuration qui sera généralement retenue pour les dispositifs réalisés ultérieurement.

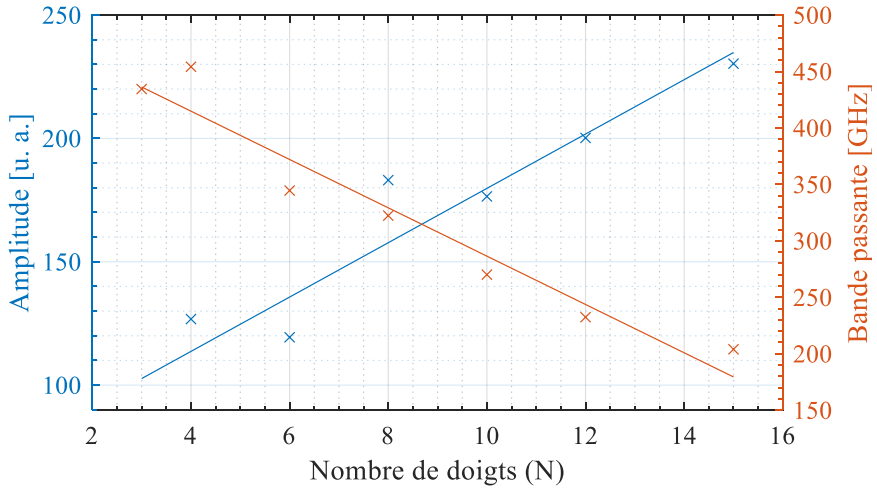


Figure IV.5 – Evolution de l'amplitude du signal (point bleu et courbe bleu) et de la bande passante du signal (points et courbe rouge) en fonction de la capacité équivalente du PC.

IV.1.2 Evolution de la réponse du PC en fonction de la tension de polarisation

Nous avons également mesuré l'évolution du signal en fonction de la tension de polarisation sur un dispositif dont les PCs possèdent 4 doigts et ont un écartement entre électrodes de 3.5 μm. La Figure IV.6-a présente l'évolution de l'impulsion mesurée en fonction de la tension de polarisation. Etant donné la distance entre les doigts, on peut estimer que les champs électriques induits par la tension de polarisation aux bornes du PC varient de 2.86 kV/cm (pour 1 V) à 28.57 kV/cm (pour 10 V).

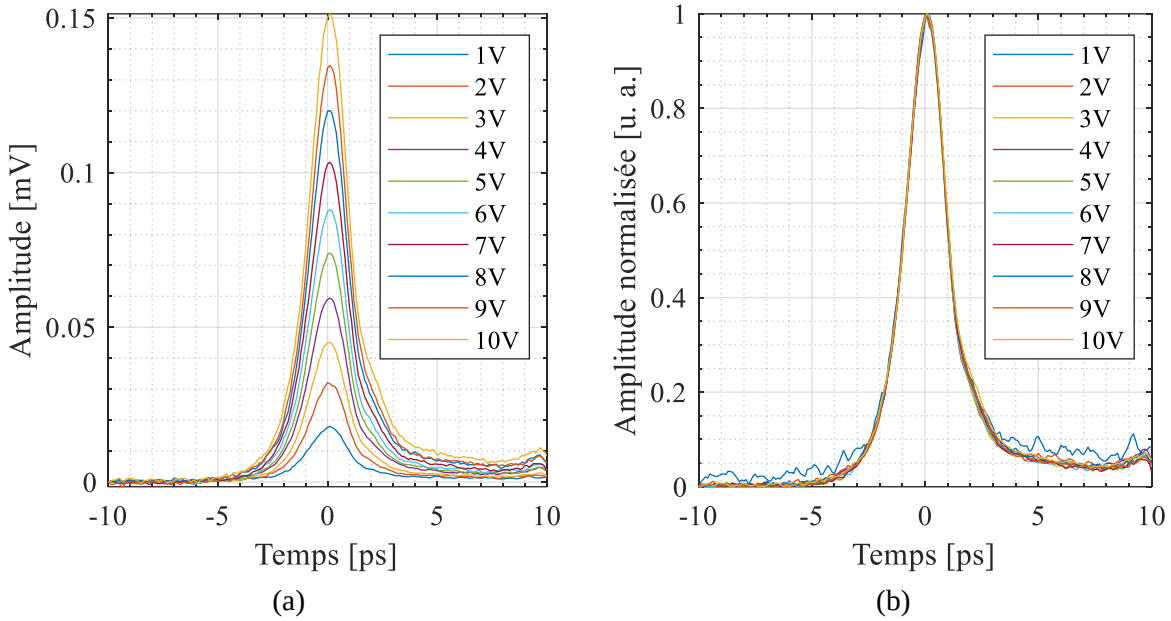


Figure IV.6 – Evolution du signal mesuré en fonction de la tension de polarisation du PC de génération (a) et les mêmes signaux normalisées (b).

Il est clair, à l'aide de la Figure IV.6-b, que la tension de polarisation du PC n'impacte pas la largeur à mi-hauteur de l'impulsion dans cette gamme de tension contrairement à ce qui a pu être observé pour des champs d'accélération plus forts [73]. De plus, sur la Figure IV.7 qui présente l'évolution de l'amplitude du signal en fonction de la tension de polarisation du PC, nous observons une évolution linéaire qui montre que la vitesse de propagation des électrons ne présente pas de saturation pour des tensions de polarisation allant jusqu'à 10V, ce qui constitue par conséquent un bon régime de fonctionnement.

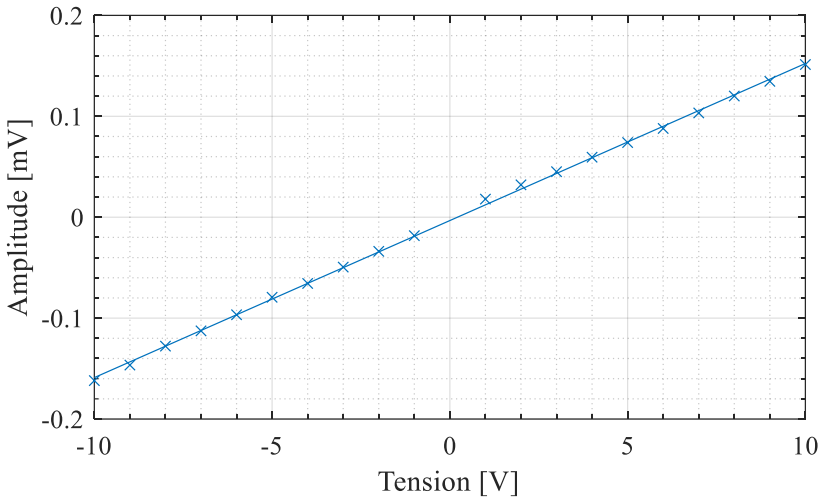


Figure IV.7 – Evolution de l'amplitude du signal en fonction de la tension de polarisation du PC de génération.

IV.1.3 Evolution de la réponse du PC en fonction de la puissance optique d'éclairement

Enfin, la puissance optique d'éclairement est le dernier paramètre influençant le signal généré. La Figure IV.8 montre ainsi l'évolution du signal en fonction de la puissance optique moyenne utilisée pour éclairer le PC de génération (la puissance moyenne du PC de détection est fixée à 2.5 mW). Le faisceau laser incident sur le PC possède un diamètre à mi-hauteur de 10 μm (mesuré à l'aide de la technique présentée en annexe B). Nous pouvons en déduire que l'éclairement lumineux moyen au point focal varie de 636 mW/cm^2 (pour 1 mW) à 10 800 mW/cm^2 (pour 17 mW) et l'éclairement lumineux crête de 0.318 GW/cm^2 à 5.411 GW/cm^2 en considérant une largeur d'impulsion de 60 fs.

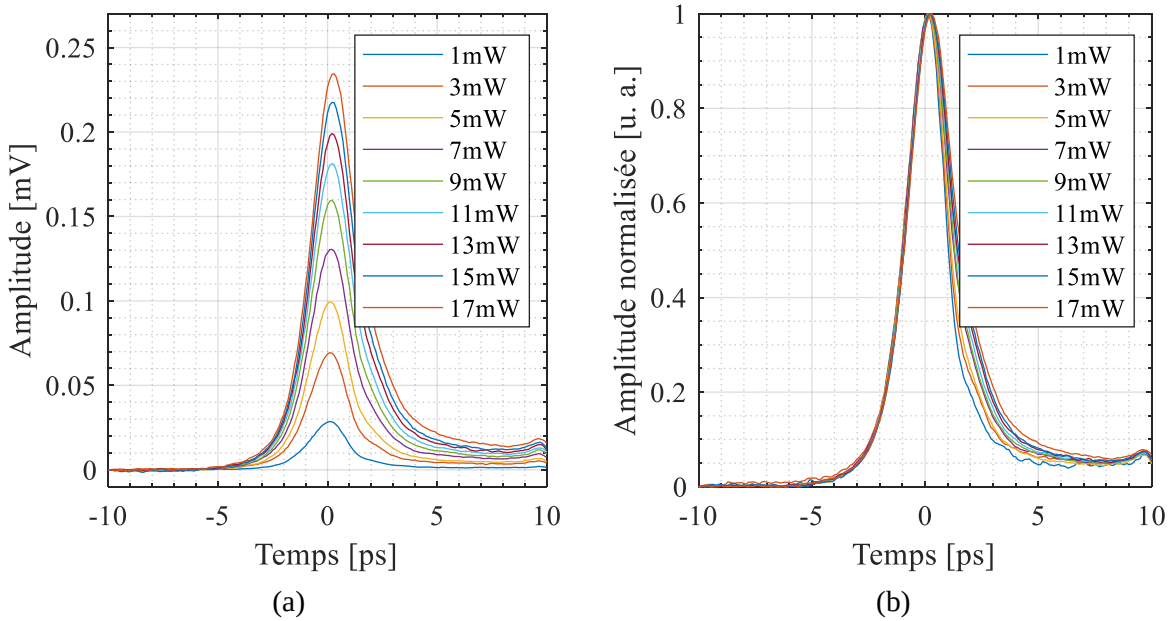


Figure IV.8 – Evolution du signal mesuré en fonction de la puissance optique d'excitation du PC de génération (a) et les même signaux normalisés (b).

Une nouvelle fois, nous pouvons tracer la dépendance de l'amplitude du signal et de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion en fonction de la puissance optique. Ces dépendances sont mises en avant dans la Figure IV.9. Nous pouvons observer que plus la puissance optique est élevée, plus l'amplitude du

signal est grande. En effet, le taux de porteurs dans le semiconducteur est directement lié à l'excitation laser : plus le nombre de porteurs est grand (plus la puissance optique est grande), plus l'amplitude du signal généré est importante (cf. partie II.1.2). Nous observons un comportement légèrement sub-linéaire qui est lié à un effet « pont diviseur de tension » entre la résistance du PC et les impédances équivalentes des lignes. Concernant l'évolution de la largeur à mi-hauteur des impulsions, nous observons ici, à la différence de l'impact de la tension de polarisation, une augmentation de celle-ci en fonction de la puissance optique. Ceci peut s'expliquer par une saturation du nombre de pièges ionisés lorsque la concentration des porteurs photogénérés atteint le même ordre de grandeur que la concentration des pièges ionisés [109].

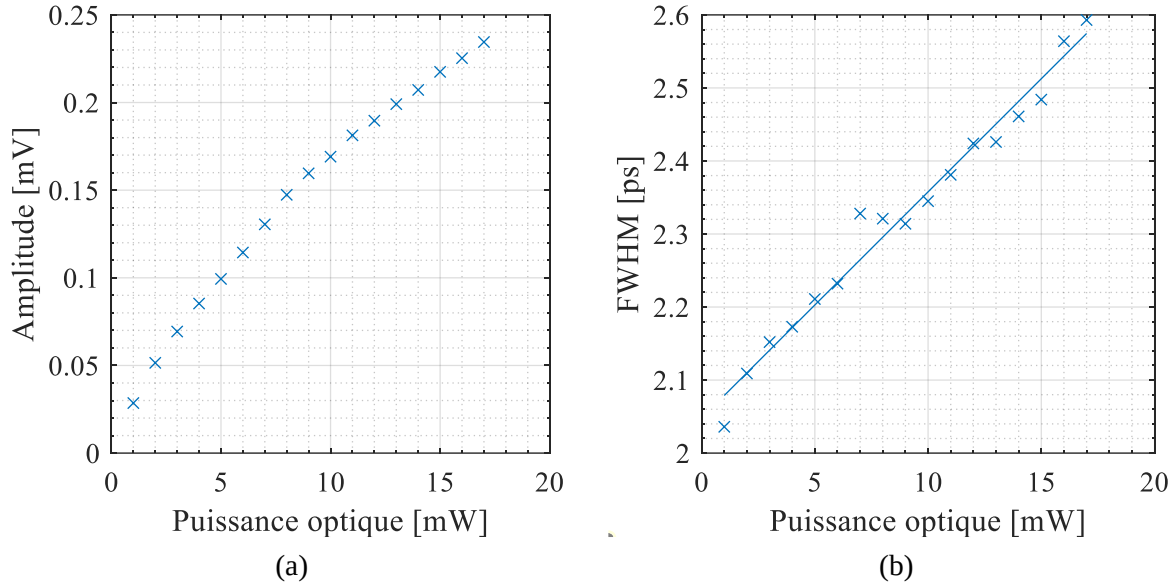


Figure IV.9 – Evolution de l'amplitude du signal (a) et de la largeur à mi-hauteur (b) du signal en fonction de la puissance optique d'excitation du PC de génération.

IV.1.4 Conditions optimales d'utilisation des photocommutateurs

Nous avons montré que l'augmentation du nombre de doigts d'un PC à peignes interdigités permettait d'augmenter l'amplitude du signal, mais, en contrepartie, la durée de l'impulsion augmente. Cette conclusion s'appuie sur la comparaison avec un modèle qui a été développé en dehors du cadre de cette thèse. Également, nous avons montré que jusqu'à 10 V, l'évolution de l'amplitude maximale du pic principal est linéaire avec la tension de polarisation. Cela montre que la vitesse des électrons ne sature pas dans les conditions habituelles de travail de cette thèse. De plus, la tension de polarisation n'influe pas sur la largeur à mi-hauteur des impulsions. Enfin, nous avons vu que la puissance optique augmente l'amplitude du signal de manière non linéaire mais tend également à élargir les impulsions.

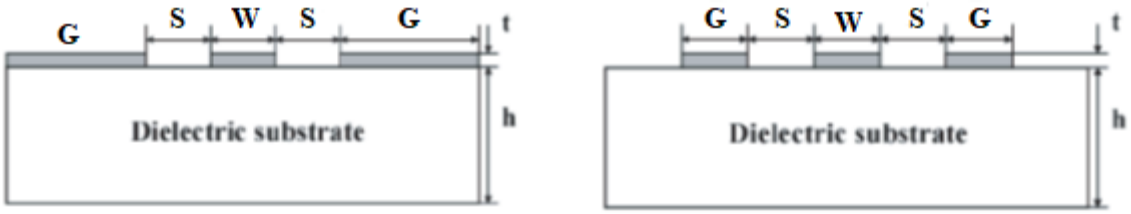
En conséquence, dans l'objectif d'atteindre la fréquence la plus élevée possible et d'optimiser le rapport signal sur bruit, nous pouvons fixer comme règle de conception de ne pas dépasser une capacité équivalente d'une douzaine de pF ce qui représente environ 5 doigts pour une surface totale de 40 x 40 µm². De plus, toujours dans l'objectif de conserver une faible durée d'impulsion, nos différents tests nous indiquent qu'il est préférable d'utiliser une faible puissance optique (1~2 mW) et une forte tension de polarisation (tout en restant dans le régime linéaire du PC).

IV.2 Dimensionnement de la géométrie transverse des guides d'onde CPW et impact des discontinuités sur la propagation du signal

IV.2.1 Dimensions transverses

Les dimensions de la structure coplanaire utilisée entre le PC de génération et le PC de détection impacte directement les performances de notre système de mesure en termes de dispersion et de pertes. Ainsi, il est nécessaire de choisir ses dimensions avec soin. La Figure IV.10, tirée de [110], présente une vue en coupe d'une ligne CPW ainsi que les différents paramètres de celle-ci. Soit :

- W la largeur du ruban central,
- S la largeur du gap entre le ruban central et les plans de masse,
- G la largeur des plans de masse,
- t la hauteur de métallisation des conducteurs.



(a) plan de masses larges (b) plan de masses étroits

Figure IV.10 – Coupe transversale d'une ligne CPW avec des plans de masse larges (a) et étroits (b) (figures tirées et modifiées de [110]).

Ce papier montre l'évolution de la permittivité effective de la ligne de transmission simulée et mesurée pour différentes dimensions géométriques. De manière générale, le comportement attendu d'une ligne CPW est montré sur la Figure IV.11.

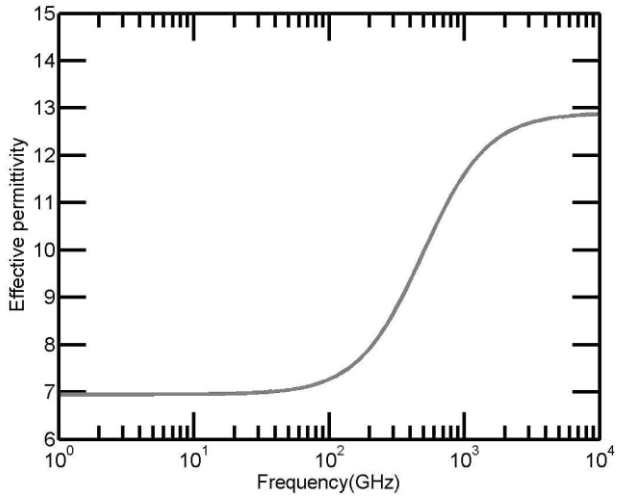


Figure IV.11 – Evolution de la permittivité effective théorique d'un guide d'onde CPW en fonction de la fréquence (figure tirée de [110]).

Cette simulation montre que la ligne CPW, à partir d'une certaine fréquence, présente une forte variation de permittivité qui augmente jusqu'à atteindre celle de son substrat (ici du GaAs, $\varepsilon_r = 12.9$). Cette variation de permittivité en fréquence n'est pas souhaitable car cela implique que le signal qui se propage sur cette structure va subir de la dispersion, et donc, que la largeur à mi-hauteur de l'impulsion va augmenter, diminuant ce faisant la bande passante du système de mesure. Cette équipe a donc simulé et mesuré deux géométries de ligne CPW afin de les comparer en termes de dispersion. Les auteurs ont choisi des structures dite 505050 ($W = S = 50$) et 101010 ($W = S = 10$) avec des grands plans de masse (« wg » pour *wide ground*) et des petits plans de masse (« ng » pour *narrow ground*). La Figure IV.12 montre les résultats obtenus.

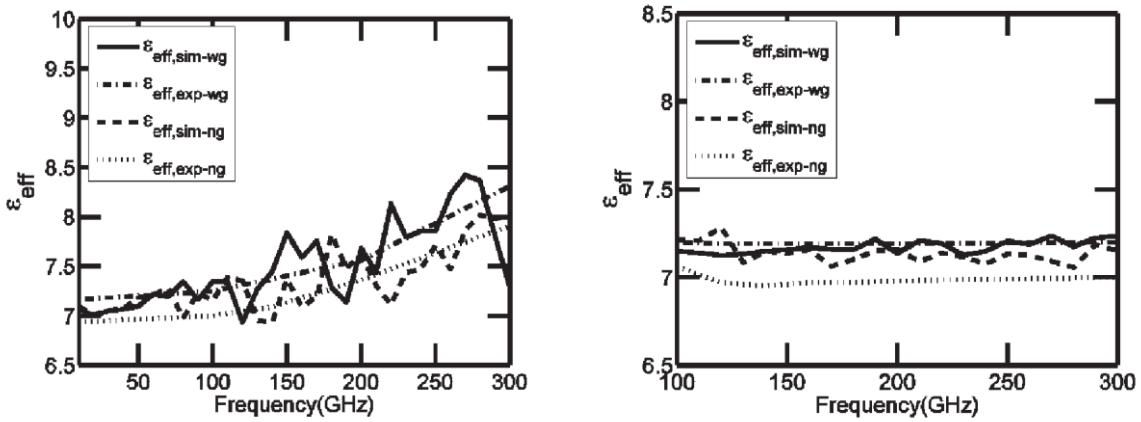


Figure IV.12 – Evolution simulée et mesurée de la partie réelle de la permittivité effective pour des CPW 505050 (a) et 101010 (b) (figures tirées de [110]).

Les lignes 505050 montrent une forte dispersion sur la bande 50-300 GHz alors que d'un autre coté les lignes 101010 ne semblent pas ou peu dispersives. De plus, nous notons peu de différences entre les plans de masse larges et étroits sur la partie réelle de la permittivité effective du guide. Cependant, la même équipe a publié un second article comparant l'évolution des pertes pour les lignes 505050 [94]. Les résultats sont montrés sur la Figure IV.13.

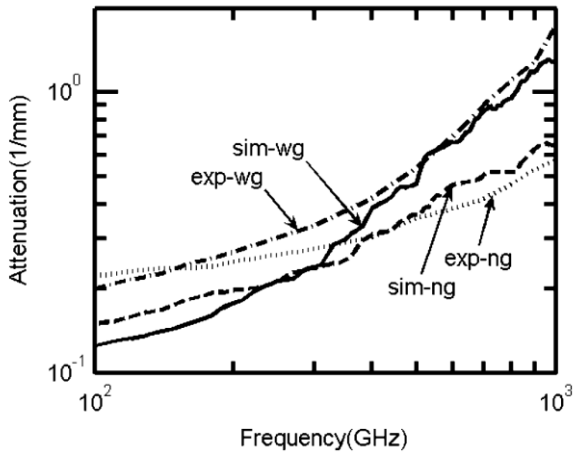
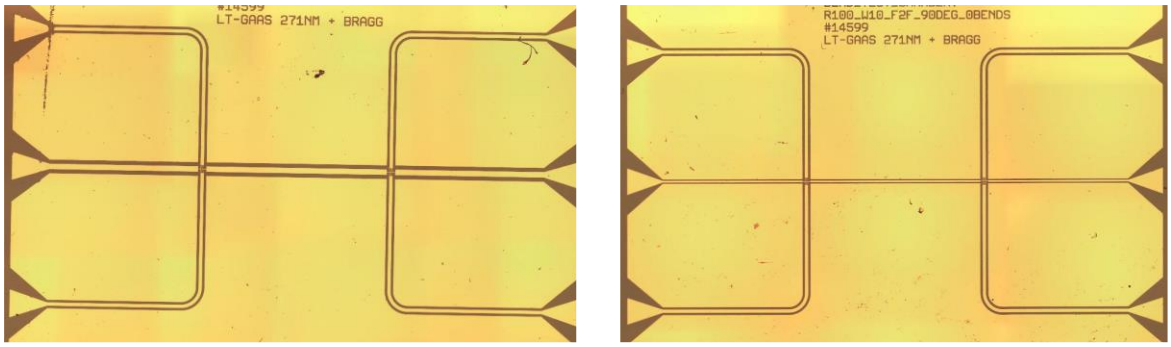


Figure IV.13 – Evolution des pertes de la ligne CPW (mesure et simulation) selon la largeur des plans de masses pour des lignes CPW de géométrie 505050 (figure tirée de [94]).

Les lignes CPW à plans de masse larges (500 µm) présentent plus de pertes en BF alors que les lignes à petits plans de masse (10 µm) moins en HF. De cette étude, nous concluons qu'il est préférable de privilégier des structures présentant des petits plans des masse. Néanmoins, la plupart des structures que nous avons utilisées dans notre travail ont été réalisées avec de grands plans de masse. Les structures à petits plans de masse avaient bien été prévues mais des difficultés de fabrication (indépendantes des dimensions de ces lignes) ont empêché qu'elles soient disponibles à temps.

Afin de confirmer, en partie, les conclusions de [110], nous avons fabriqué et mesuré deux dispositifs de structure identique présentant deux lignes centrales de dimensions différentes comme visible sur la Figure IV.14-a et la Figure IV.14-b. Le premier dispose d'une ligne CPW comportant une ligne centrale de $W = 30\ \mu m$ et un gap de $S = 20\ \mu m$ (203020) et la seconde structure présente une ligne centrale de $W = 10\ \mu m$ et un gap de $S = 6\ \mu m$ (061006).



(a) (b)

Figure IV.14 – Dispositifs de deux géométries de ligne CPW différentes : 203020 (a) et 061006 (b).

Les résultats de mesure normalisés de ces deux dispositifs sont présentés sur la Figure IV.15.

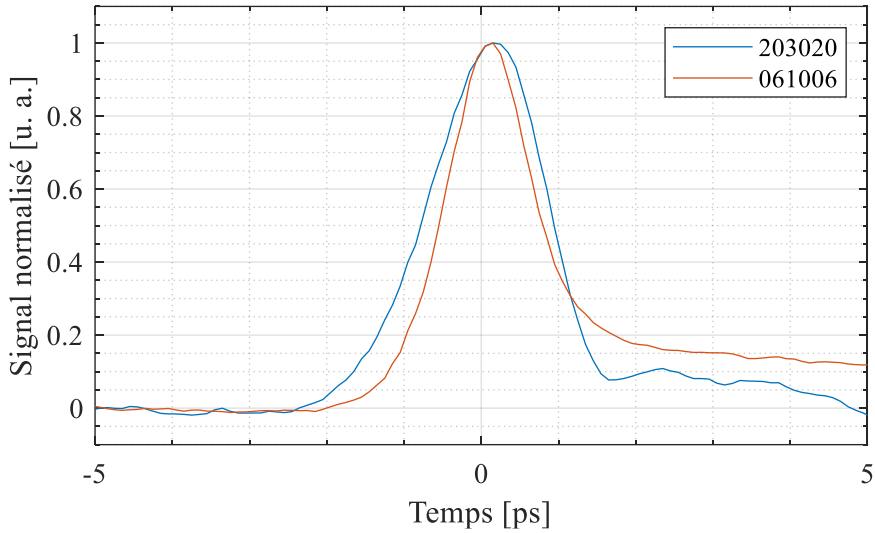
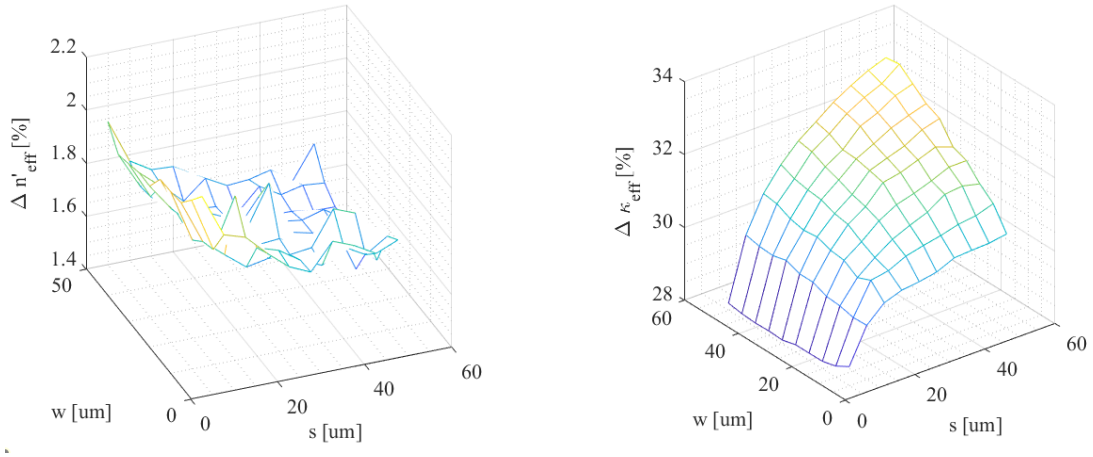


Figure IV.15 – Comparaison du signal mesuré sur une ligne CPW 203020 et 061006. La largeur à mi-hauteur de l'impulsion est de 1.8ps pour le premier contre 1.5ps pour le second.

La largeur à mi-hauteur du signal issu du dispositif 203020 est de 1.8ps alors que celle issu du signal 061006 est de 1.5ps. La ligne CPW la plus fine semble donc bien engendrer moins de dispersion. Ces résultats tendent à montrer qu'il faut privilégier des lignes de petites dimensions.

Cependant, pour notre application, nous souhaitons déposer du matériau au-dessus. Il nous faut ainsi vérifier si la géométrie de la structure impacte la sensibilité au superstrat et donc la sensibilité de notre système de mesure au matériau. Nous avons ainsi simulé des lignes CPW, chargées ou non par un matériau quelconque ($\varepsilon_r = 3.1$, $\tan\delta = 0.001$), et calculé leurs indices effectifs à un point en fréquence (200 GHz). La Figure IV.16 affiche, selon les dimensions géométriques de W et S de la ligne CPW, l'écart d'indice effectif entre les lignes chargées et non chargées ($\Delta n'_{eff} = n_{chargée} - n_{non\ chargée}$ et $\Delta\kappa_{eff} = \kappa_{chargé} - \kappa_{non\ chargée}$).



(a) (b)

Figure IV.16 – Simulation de l'évolution de la variation de la partie réelle (a) et de la partie imaginaire (b) de l'indice effectif entre une ligne CPW non chargée et chargée pour un point en fréquence donné (200 GHz) et différentes géométries du CPW.

Sur la partie réelle de l'indice effectif, la variation de la géométrie de la structure semble avoir un impact faible, voire nul. En effet, quel que soient ses dimensions, l'ajout d'un matériau de permittivité 3.1, modifie l'indice effectif de la structure de seulement 1.6 à 1.8 %. En revanche, sur la partie imaginaire de l'indice (les pertes), nous observons une relation plus importante entre la grandeur du gap (s) et la sensibilité aux pertes qui peut passer de 28 à 32 % (pour une valeur de w fixée à 50 µm) ; par contre la largeur (w) influence peu (pour une valeur de s fixée) sur la variation de la partie imaginaire de l'indice effectif du mode de propagation.

En conclusion, ces différentes études nous montrent l'importance de minimiser les dimensions de nos lignes coplanaires. En effet, les structures larges sont beaucoup plus dispersives que les lignes de faibles dimensions. De plus, notre étude, bien que limitée, nous montre qu'il n'y a pas ou peu d'impact de la géométrie de la ligne CPW sur la sensibilité du système à la partie réelle de l'indice de réfraction du matériau sous test. Il est cependant difficile de trop diminuer les dimensions de nos lignes. En effet, la taille des structures est limitée par la taille de la technologie de lithographie permettant de les fabriquer mais surtout par la taille minimale du spot laser permettant l'excitation des PCs (environ 10 µm dans nos travaux). Ainsi, la plupart des structures que nous avons utilisées ont des dimensions de $W = 30$ µm et $S = 20$ µm. Notons que, cette géométrie à la particularité de posséder une impédance caractéristique équivalente des lignes de l'ordre de 50 Ω à 200 GHz.

IV.2.2 Etude des courbures dans les lignes CPW

Au sein de nos structures, la moindre discontinuité géométrique va venir induire une discontinuité d'impédance de la ligne, ce qui va donner lieu à des réflexions dans le signal mesuré. Ces réflexions sont considérées comme parasites et ne doivent pas être prises en compte dans la procédure d'extraction de l'indice de réfraction. Afin de minimiser leur présence, deux stratégies principales peuvent être adoptées : l'allongement des lignes CPW et/ou la création de structures absorbantes [80]. La conception de telles structures absorbantes est un problème complexe associé à de grandes difficultés de mise en œuvre, surtout lorsque l'on souhaite travailler, comme nous, sur une large bande de fréquence. Ainsi, dans nos travaux, nous avons plutôt opté pour un allongement des lignes de transmission. Dans l'idéal, toutes les lignes CPW de notre système de mesure devraient être droites et suffisamment longues pour que les réflexions liées aux terminaisons ne soient pas présentes dans le signal mesuré (ligne réelle assimilée à une ligne de longueur infinie) comme illustré sur la Figure IV.17-a. Cependant, pour des questions de compacité du système de mesure, il est nécessaire de créer des « virages » (cf. Figure IV.17-b). En contrepartie, chaque courbure ou virage va induire des réflexions dans le signal qu'il convient de minimiser au maximum.

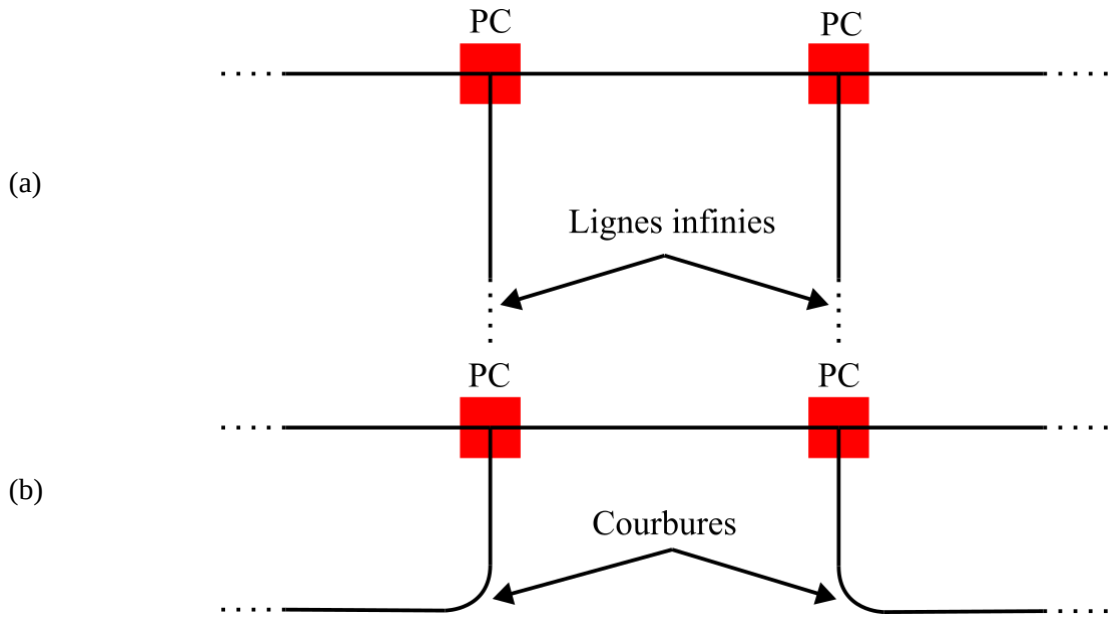


Figure IV.17 – Système de mesure idéal avec des lignes CPW droites et assimilables à une longueur infinie (a) et système de mesure réaliste répondant à des contraintes de compacités (b).

Dans les années 90, des travaux ont été menés sur l'impact des courbures dans les lignes CPW pour des fréquences sub-THz [111], [112]. L'objectif des travaux portait principalement sur l'impact des virages dans l'excitation des différents modes de propagation de la ligne CPW. En effet ces virages ont tendance à créer du couplage de mode dans les lignes et favorisent l'excitation d'autre mode de propagation plus dispersif que le mode impair (cf. partie II.2.2.1). Ainsi, plusieurs architectures ont été étudiées : les angles droits, les angles à 45 degrés et les lignes courbées comme illustré sur la Figure IV.18. Cette équipe avait conclu que les lignes courbées semblent minimiser la discontinuité d'impédance de la ligne minimisant ainsi les réflexions et les couplages de mode. Nous avons ainsi opté pour ce type de courbure dans nos travaux.

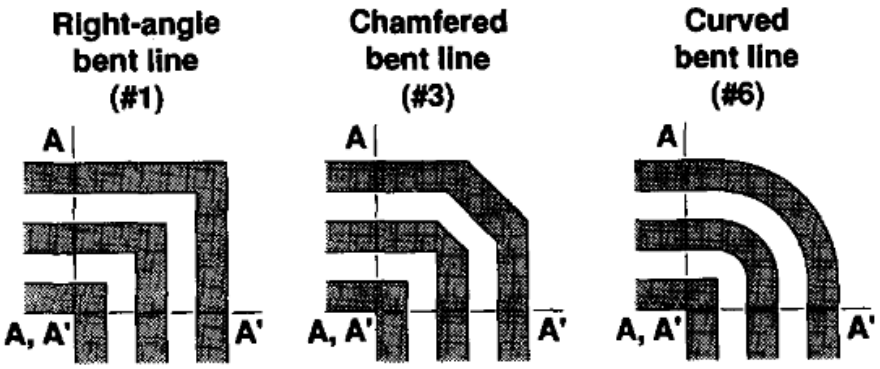
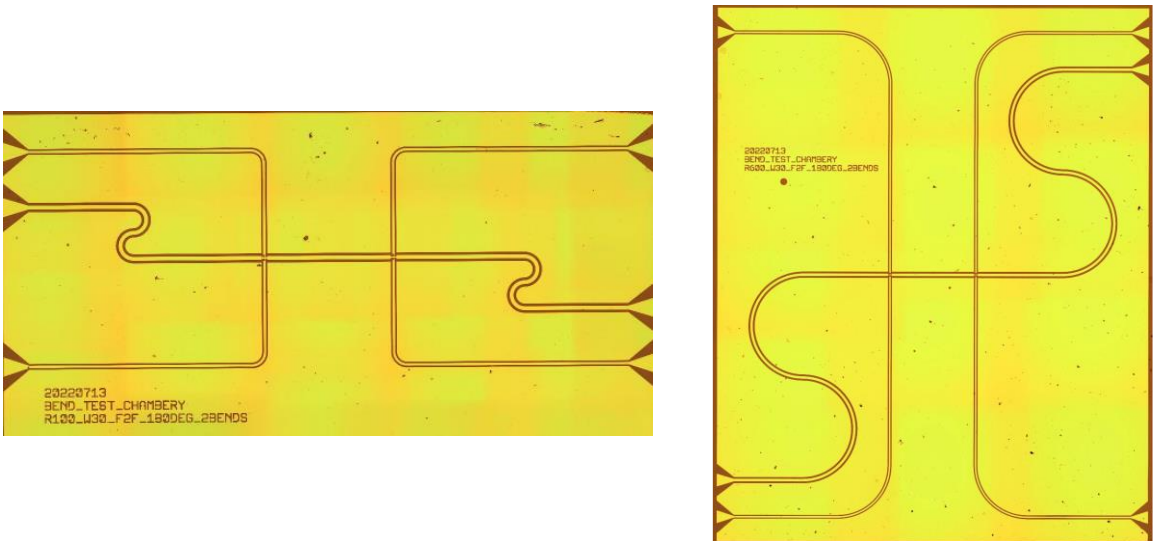


Figure IV.18 – Différents types de courbure de ligne CPW (figure tirée de [112]).

Pour aller plus loin dans l'analyse, nous avons étudié l'impact du rayon de courbure sur le signal à l'aide d'une approche expérimentale. Il semble intuitif que plus le rayon de courbure est faible, plus l'impact du virage est important. Dans l'objectif de quantifier la valeur du rayon de courbure utilisable dans notre système de mesure, deux dispositifs ont été fabriqués, comme visibles sur la Figure IV.19. Le premier dispositif (a) présente des rayons de courbure de 100 µm contre 600 µm pour le dispositif (b).



(a) (b)

Figure IV.19 – Dispositif de test des rebonds pour un rayon de courbure de 100 µm (a) et 600 µm (b).

La Figure IV.20 présente le résultat des mesures normalisées de ces deux dispositifs. Il est clair que, comme attendu, le dispositif (b) présentant des rayons de courbure plus importants, induit moins de réflexions sur le signal entre 10 à 40 ps (trais verticaux pointillés noirs). Le dispositif (a) semble ainsi moins adapté et en conséquence nous privilégierons des rayons de courbures égaux ou supérieurs à 600 µm. De plus, les lignes d'accès de (b) étant plus longues, les réflexions sur les terminaisons de ligne arrivent plus tard (vers 50 ps pour le dispositif (a) contre 100 ps pour le dispositif (b)).

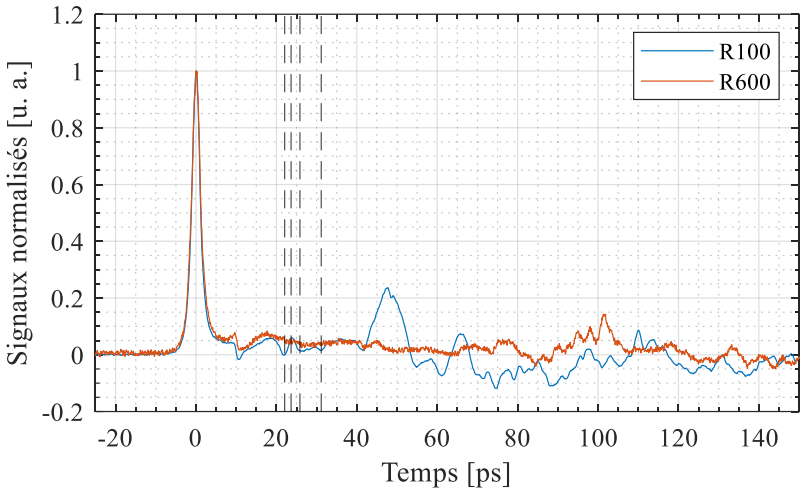


Figure IV.20 – Résultats de mesure normalisés pour les dispositifs de la Figure IV.19.

IV.3 Dimension du MUT et valeur d'indice mesurable

IV.3.1 Dimensions transverses du matériau (hauteur/largeur)

Dans le cas où l'on mesure un matériau dont les dimensions géométriques sont parfaitement connues, il est possible d'intégrer ces dimensions dans les simulations qui sont utilisées pour extraire l'indice de réfraction de ce MUT (cf. partie III.4.1). Cependant, dans le cas d'un échantillon (MUT) de forme quelconque (des gouttelettes par exemple), il peut être difficile d'estimer ces dimensions, ce qui peut fausser l'extraction. Afin de réduire la sensibilité de la procédure d'extraction aux dimensions latérales du matériau, il est dans ce cas intéressant de pouvoir supposer que le matériau déposé possède des dimensions transverses (largeur et hauteur) infinies. Comme nous allons le voir, cette condition est valide dans le cas où les dimensions du MUT sont fortement supérieures aux dimensions de la structure coplanaire.

A l'aide de simulation, nous pouvons ainsi estimer la largeur et la hauteur minimales que doit avoir le MUT afin d'être assimilé à une demi-espace infini. La Figure IV.21-a présente l'évolution de la partie réelle de l'indice effectif de la structure coplanaire chargée par un matériau dont la constante diélectrique est de $n = 1.76$, pour un point en fréquence donné (200 GHz), en fonction de la largeur du matériau déposé (celui-ci étant centré sur la ligne CPW) ; la hauteur du matériau est supposée infinie dans ce cas. La Figure IV.21-b présente, quant à elle, l'évolution de l'indice effectif de la ligne en fonction de la hauteur de matériau, la largeur étant supposée infinie dans ce cas. Ces deux figures montrent les résultats obtenus pour trois configurations géométriques de lignes : les configurations 101010 et 505050, que nous avons déjà étudiées précédemment, et la configuration 203020 qui a été retenue pour la plupart des dispositifs testés expérimentalement. Nous rappelons également que les valeurs d'indice effectif des lignes en l'absence de matériau sont respectivement de 2.65, 2.64 et 2.64 pour les structures 101010, 203020 et 505050.

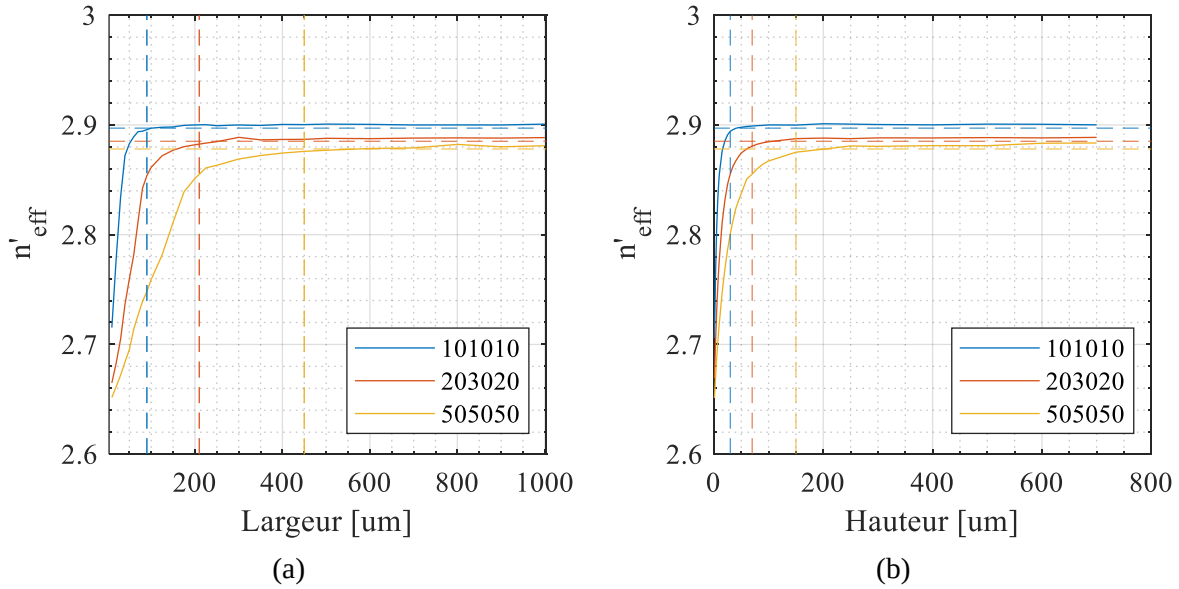


Figure IV.21 – Evolution de l'indice effectif de la ligne CPW en fonction de la largeur (a) et de la hauteur (b) du matériau déposé sur la ligne pour un point en fréquence donné (200 GHz). Les lignes verticales et horizontales pointillées correspondent au seuil de variation de 0.1 % par rapport à la valeur asymptotique.

Nous considérons alors comme largeur (ou hauteur) « limite » la valeur de ce paramètre qui donne un indice effectif qui diffère de moins de 0.1 % de la valeur d'indice effectif asymptotique obtenue pour une dimension de l'ordre du millimètre. Ces valeurs limites d'indice effectif et de largeur (ou hauteur) sont symbolisées sur la Figure IV.21 par les traits verticaux et horizontaux pointillés. Nous pouvons observer un lien entre la taille de la structure et cette largeur (ou hauteur) minimale de matériau nécessaire pour que l'on puisse l'assimiler à un milieu de dimensions infinies. En effet, plus le matériau est large (ou haut), plus la partie réelle de l'indice de réfraction effectif de la ligne tend vers une valeur maximale asymptotique dépendante de la géométrie de la ligne. Avec une largeur de matériau inférieure à la taille de la ligne CPW, les lignes de champ dans le superstrat traversent de l'air et du MUT, ce qui diminue l'indice effectif de la ligne. Si le matériau est suffisamment large (ou haut), la totalité du champ évanescent (c'est-à-dire ne se propageant pas dans le substrat) va être confinée dans le matériau à caractériser et par conséquence l'indice de réfraction effectif n'est plus modifié lorsque la largeur (ou la hauteur) de matériau augmente. La taille à partir de laquelle l'indice ne varie plus constituera notre largeur (ou hauteur) minimale au-delà de laquelle nous pouvons assimiler cette dimension comme infini.

Plus précisément, nous pouvons déduire des courbes précédentes que la largeur du matériau doit être au moins supérieure à $3(\mathrm{w} + 2\mathrm{s})$ et la hauteur de matériau doit être supérieure à $w + 2s$, avec w la largeur du ruban central et s l'écartement entre le ruban central et les plans de masse. Si ces conditions sont remplies, alors le matériau pourra être assimilé à un demi-espace infini dans ces deux directions.

IV.3.2 Longueur du matériau et gamme d'indice de réfraction

La dimension longitudinale du matériau sous test, c'est-à-dire la dimension parallèle à la direction de propagation du signal, est un paramètre dont la connaissance est cruciale pour la bonne détermination de l'indice de réfraction complexe d'un matériau. De manière générale, elle peut être déterminée avec précision par une mesure optique à l'aide d'une caméra ou d'un microscope. De manière intuitive, plus le MUT sera long, plus les signaux se propageant sur la ligne chargée subiront un déphasage important

et des pertes électromagnétiques importantes. Pour autant, les performances du banc de caractérisation que nous avons conçu font que les pertes induites par le matériau ne doivent pas être trop élevées (au risque de ne mesurer que du bruit), ou le déphasage induit par le matériau ne doit pas être trop faible (au risque d'être confondu avec un effet lié à la gigue de l'expérience). Ce qui nous intéresse ici est donc de connaitre les dimensions longitudinales limite, maximales et minimales, permises pour un MUT dont nous souhaitons déterminer la constante diélectrique. Nous verrons que ces limites dépendent de l'indice de réfraction complexe (partie imaginaire mais aussi partie réelle) du matériau sous test et étudierons donc leurs dépendances au couple « indice de réfraction / longueur du matériau ».

IV.3.2.1 Limite basse de la longueur du matériau sous test

La longueur minimale du MUT est limitée par la gigue moyenne du dispositif expérimental. En effet, il faut que l'échantillon de matériau sous test soit tel que le retard de propagation induit par le MUT reste supérieur à la gigue du système. En effet, la gigue moyenne de l'impulsion (gigue mesurée dans les conditions habituelles d'acquisition des signaux) constitue le décalage temporel le plus court qui puisse être déterminé expérimentalement entre deux impulsions mesurées successivement. Ainsi, il est impossible de caractériser un matériau dont l'effet sur le signal (décalage temporel induit) est inférieur à cette gigue.

Le retard induit par le matériau dépend de sa longueur et de son indice de réfraction complexe. En espace libre, le déphasage linéique β ($\gamma = \alpha + j\beta$) est directement lié à la partie réelle de l'indice de réfraction du matériau tel que $\beta = n'\omega/c$. En revanche, sur les lignes de transmission CPW, le lien entre l'indice de réfraction complexe du matériau et l'exposant de propagation de l'onde EM n'est pas trivial (cf. partie III.3). Ainsi, la Figure IV.22 présente la simulation numérique de la relation entre la partie imaginaire de l'exposant de propagation et l'indice de réfraction complexe du matériau qui charge la ligne (pour un point en fréquence). Nous pouvons observer que le déphasage linéique (β) dépend, de manière similaire à l'espace libre, principalement de la partie réelle de l'indice de réfraction du matériau et peu de la partie imaginaire. Nous concentrerons donc cette étude sur la dépendance entre le retard induit par le matériau en fonction du couple longueur / partie réelle de l'indice de réfraction du matériau.

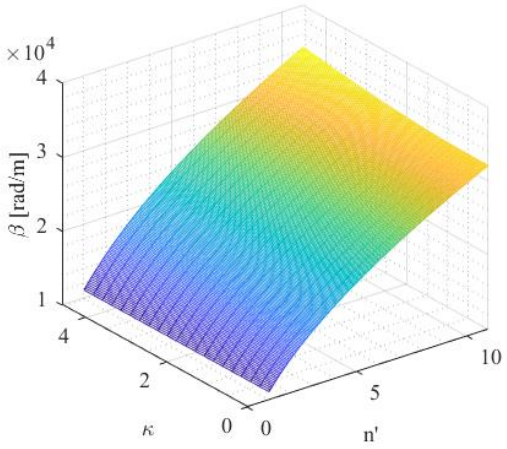


Figure IV.22 – Partie imaginaire de l'exposant de propagation de la ligne chargée par un MUT en fonction de son indice de réfraction complexe pour un point en fréquence donné (200 GHz).

Ainsi, pour estimer la valeur du retard induit par le matériau, nous avons calculé la partie réelle des indices effectifs (n'_{eff}) d'une ligne CPW chargée par un matériau pour différentes valeurs d'indice (de 1 à 10 pour la partie réelle) et à un point en fréquence donné (200 GHz) tel que :

$$n_{eff}(n'_{mut}) = c\frac{\gamma(n'_{mut})}{2\pi f} \qquad \text{IV.1}$$

Nous avons ensuite calculé le temps de propagation τ d'une impulsion en fonction de la longueur l de la ligne de transmission et de l'indice du matériau qui la charge comme :

$$\tau(n'_{mut}) = \frac{l\, real\left[n_{eff}(n'_{mut})\right]}{c} \qquad \text{IV.2}$$

Enfin, nous avons soustrait ce temps à celui de la propagation sur la ligne non chargée ($n'_{mut} = 1$) pour mettre en évidence le délai de propagation supplémentaire induit par le matériau sous test.

$$\text{délai}(n'_{mut}) = \tau\left(n'_{mut}\right) - \tau(n'_{mut} = 1) \qquad \text{IV.3}$$

Le résultat est visible sur la Figure IV.23.

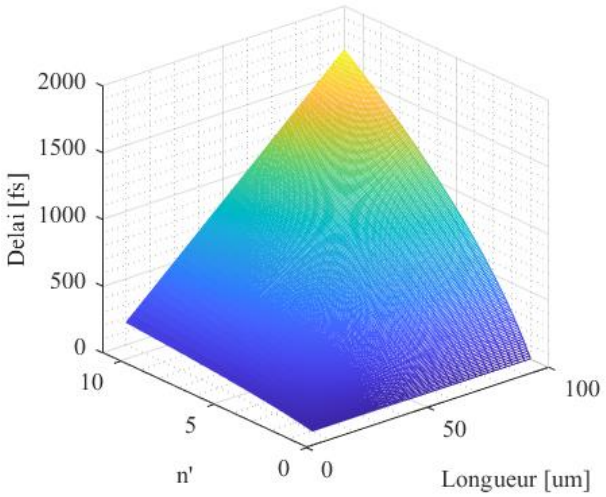


Figure IV.23 – Délais induits sur le signal par le matériau en fonction de la partie réelle de son indice de réfraction ainsi que sa longueur (à 200 GHz).

Comme attendu, plus le matériau est long ou possède un indice de réfraction élevé, plus le retard induit sur l'impulsion est important. Pour interpréter plus aisément cette figure, nous pouvons tracer, pour un délai donné, la dépendance entre la longueur du matériau sous test et son indice de réfraction. Sur la Figure IV.24, nous avons choisi un délai de 10 fs ce qui correspond à une gigue réaliste de notre système de mesure (la mesure de la gigue est présentée dans la partie V.2.5), ce qui constitue donc une valeur ultime du délai mesurable expérimentalement.

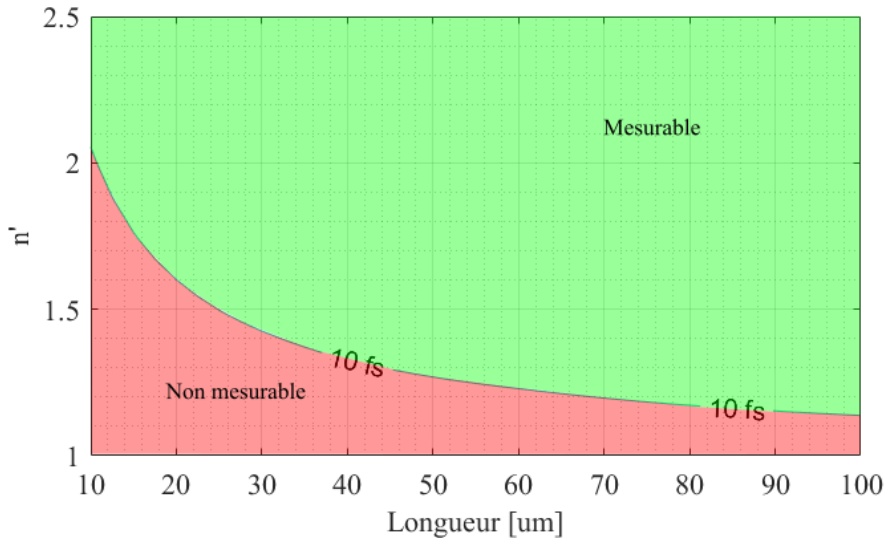


Figure IV.24 – Caractéristiques (longueur/partie réelle de l'indice) du matériau sous test induisant un retard inférieur (zone rouge) ou supérieur (zone verte) à 10 fs.

Ainsi, en considérant que notre système de mesure possède une gigue temporelle de 10 fs, tous les couples indice/longueur situés en dessous de la ligne « 10 fs » correspondent à des grandeurs non mesurables. Inversement, tout ce qui est au-dessus est mesurable. Par exemple, si l'on veut caractériser un matériau d'indice $n' = 1.2$, il faut qu'il ait une longueur minimum de 66 µm pour que son effet soit mesurable sur le signal à l'aide de notre banc expérimental.

IV.3.2.2 Limite haute de la longueur du matériau sous test

La longueur maximale peut quant à elle être limitée par plusieurs facteurs. En effet, elle est limitée

- soit par les pertes induites par le matériau et la dynamique de mesure (le signal est atténué jusqu'à atteindre la limite du bruit),
- soit par la distance maximale imposée par l'écartement entre les PCs de génération et de détection. Ce dernier paramètre est fixé à la conception du système de mesure et est typiquement de 1 mm mais peut être plus court ou plus long selon l'application visée.

Nous ne traiterons donc ici que de la limite maximale imposée par les pertes induites par le matériau.

Dans des pertes induites par le matériau, nous pouvons distinguer les pertes liées à la propagation dans le milieu (pertes par absorption, par rayonnement ou encore liées à la diffusion) et les pertes liées aux réflexions aux interfaces (l'équivalent des réflexions de Fresnel en espace libre). Pour quantifier ces dernières, prenons l'expression du module (en dB) des équations III.53 et III.54 (tirée de la partie III.5.3.2) en négligeant les accès :

$$\left|\frac{V_{air}^{+}}{V_{gen}^{+}}\right|_{\mathrm{dB}} = 20\log\left(\left|\mathrm{e}^{-\gamma_{air}l}\right|\right) \qquad \text{IV.4}$$

$$\left|\frac{V_{mut}^{+}}{V_{gen}^{+}}\right|_{\mathrm{dB}} = 20\log\left(\left|\frac{(1-r^2)\mathrm{e}^{-\gamma_{mut}l}}{1-\mathrm{e}^{-2\gamma_{mut}l}r^2}\right|\right) \qquad \text{IV.5}$$

avec V_{air}^{+} et V_{gen}^{+} les signaux mesurés sans et avec matériau et γ_{air} et γ_{mut} les exposants de propagation des lignes non chargée et chargée.

Les pertes induites par le matériau peuvent ainsi s'exprimer comme :

$$\text{Pertes} = 20\log\left(\left|\frac{(1-r^2)\mathrm{e}^{-\gamma_{mut}l}}{1-\mathrm{e}^{-2\gamma_{mut}l}r^2}\right|\right) - 20\log\left(\left|\mathrm{e}^{-\gamma_{air}l}\right|\right) \qquad \text{IV.6}$$

Dans cette expression, il est possible de séparer les pertes liées aux réflexions (coefficient r) et les pertes liées à la propagation (coefficient $\mathrm{e}^{-\gamma_{mut}l}$).

IV.3.2.2.1 L'impact des pertes liées aux réflexions

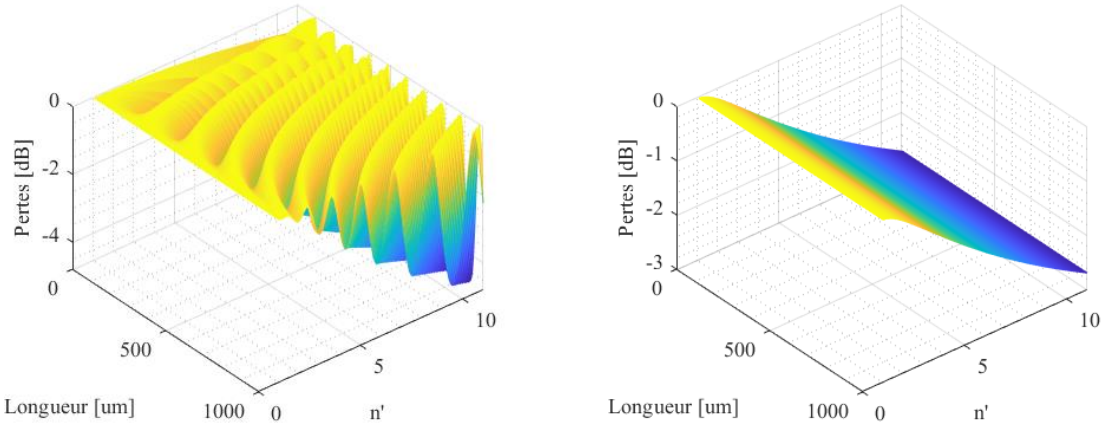
Nous allons considérer, dans un premier temps, les pertes liées aux réflexions aux interfaces entre une ligne non chargée et une ligne chargée en considérant que ces lignes de transmission sont sans pertes ($\gamma_{mut} = j\beta_{mut}l$ et $\gamma_{air} = j\beta_{air}l$). L'expression de l'équation IV.6 se simplifie ainsi comme :

$$\text{Pertes} = 20\log\left(\left|\frac{(1-r^2)}{1-\mathrm{e}^{-2\mathrm{j}\beta_{mut}l}r^2}\right|\right) \qquad \text{IV.7}$$

où r dépend de l'impédance caractéristique Z_c des lignes de transmission, elles-mêmes dépendantes de la partie réelle de l'indice de réfraction du substrat et du superstrat (cf. partie III.3). De plus, dans le cas où seul le pic principal est mesuré (impossibilité de mesurer tous les échos du signal), cette expression devient :

$$\text{Pertes} = 20\log(|(1-r^2)|) \qquad \text{IV.8}$$

Ainsi la Figure IV.25 présente l'évolution des pertes liées aux réflexions aux l'interfaces entre une ligne non chargée et chargée par un matériau en fonction de la partie réelle de l'indice de réfraction et de la longueur du matériau. La Figure IV.25-a suppose que nous sommes capables de mesurer toutes les réflexions du signal et la Figure IV.25-b considère uniquement la mesure du premier pic (aucun écho mesuré).



(a) (b)

Figure IV.25 – Dépendance entre les pertes par réflexion, la longueur du matériau sous test ainsi que la partie réelle de l'indice de réfraction de ce dernier, dans le cas où nous pouvons mesurer toutes les réflexions (a) et uniquement le premier pic (b). Ces signaux sont donnés à un point en fréquence (200 GHz).

Comme attendu, quand $n = 1$, nous n'avons aucune perte et tout le signal est transmis. En revanche, il est intéressant de noter que même avec $n \gg 1$, une grande partie du signal est toujours transmise. Même pour un indice $n = 10$, les pertes par réflexion restent inférieures à 4 dB. Nous pouvons également noter que contrairement au cas où nous mesurerions uniquement le premier pic (cf. Figure IV.25-b), la Figure IV.25-a présente des oscillations typiques d'un effet Fabry Perrot. Il existe dans ce cas des longueurs de matériau optimales permettant de réduire les pertes liées aux réflexions, pertes qui sont toujours inférieures à 4 dB. Cependant, cette étude ayant été menée en un point en fréquence unique, cette « optimisation » ne s'applique pas pour des signaux large bande tels que les impulsions THz.

IV.3.2.2.2 L'impact des pertes liées à la propagation du signal

La deuxième source de perte est, comme évoqué précédemment, liée à la propagation du signal dans les lignes de transmission. Considérons donc, notre système de mesure où seul l'effet de la propagation est pris en compte ($r = 0$). L'expression de l'équation IV.6 se simplifie ainsi comme :

$$\text{Pertes} = 20\log\left(\left|e^{-\gamma_{mut} l}\right|\right) - 20\log\left(\left|e^{-\gamma_{air} l}\right|\right) \qquad \text{IV.9}$$

avec $\gamma_{mut} = \alpha_{mut} + j\beta_{mut}$ où α_{mut} est l'exposant de perte (cf. partie III.3) et dépend, comme présenté dans la Figure IV.26, de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe de matériau.

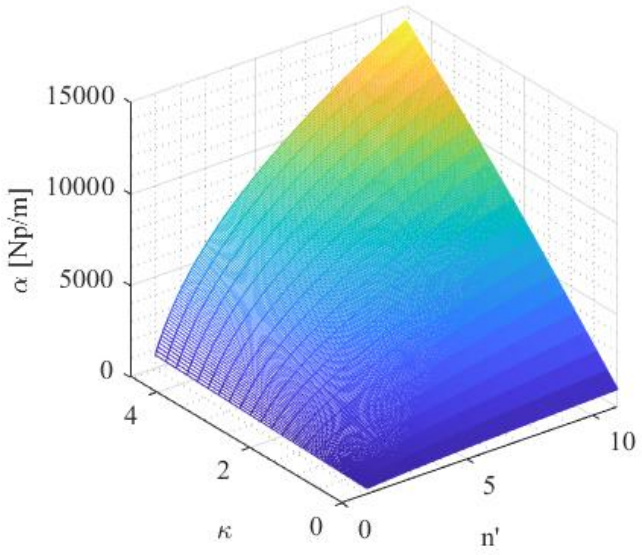
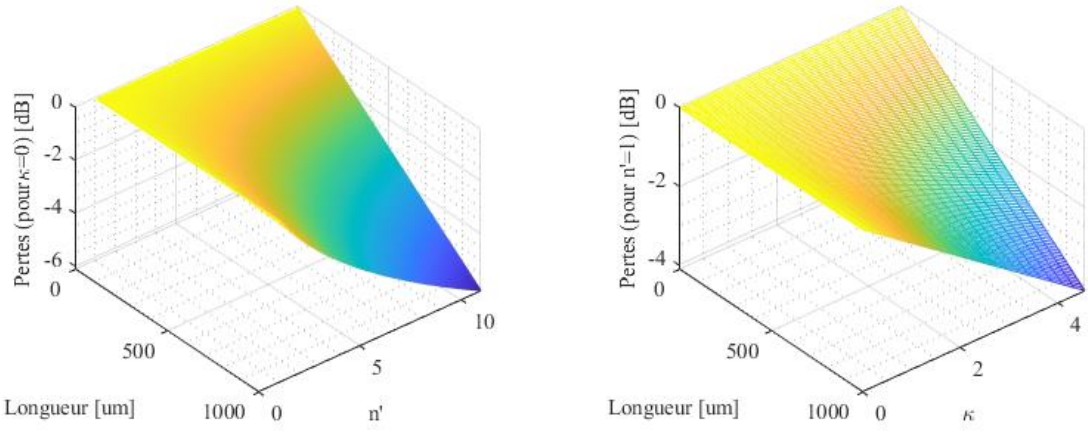


Figure IV.26 – Partie réelle de l'exposant de propagation (exposant de pertes α) de la ligne chargée par un MUT en fonction de son indice de réfraction complexe pour un point en fréquence donné (200 GHz).

A la différence du cas de la propagation en espace libre, où seule la partie imaginaire de l'indice de réfraction impacte l'exposant de pertes, en configuration guidée, la partie réelle de l'indice de réfraction influe également sur les pertes. Ainsi, la Figure IV.27 présente la dépendance entre les pertes en fonction de la partie réelle (a) et de la partie imaginaire (b) de l'indice de réfraction et de la longueur de matériau. Dans la Figure IV.27-a, la partie complexe de l'indice est supposée nulle et dans la Figure IV.27-b, la partie réelle est fixée à 1.



(a) (b)

Figure IV.27 – Evolution des pertes de propagation d'une ligne de transmission chargée par un matériau en fonction de sa longueur et la partie réelle (a) ou imaginaire (b) de son indice de réfraction. Pour la figure (a), $\kappa = 0$ et pour la figure (b), $n' = 1$.

Dans les lignes CPW, il existe plusieurs sources de pertes telles que les pertes par absorption, par diffusion ou en rayonnement (cf. partie II.2.2.2). L'ajout d'un matériau au-dessus de la structure va venir accentuer ces pertes en fonction de son indice de réfraction. Ainsi, la partie réelle de ce dernier influe sur les pertes en rayonnement tandis que, la partie imaginaire influe sur les pertes par absorption ou par

diffusion [94]. Cette étude reste néanmoins limitée car toutes ces sources de pertes dépendent également de la fréquence et de la géométrie de la structure (cf. partie IV.2.1).

IV.3.2.2.3 Synthèse des sources de pertes et contraintes fixant la longueur maximale du matériau

Finalement, pour étudier la longueur maximale que peut avoir un MUT à caractériser, il est nécessaire d'avoir une connaissance a priori de l'ordre de grandeur de l'indice de réfraction du matériau à mesurer afin d'évaluer les pertes en compilant toutes les sources de pertes présentées (pertes par propagation et pertes par réflexion).

Supposons un matériau sous test possédant un indice de réfraction complexe estimé à $n = 10.0 - 0.5j$; ces valeurs sont volontairement élevées de manière à mieux mettre en évidence l'impact des pertes par réflexion, nous notons cependant qu'elles pourraient correspondre à l'indice d'une céramique à fortes pertes par exemple. La Figure IV.28 présente l'évolution des pertes dans la ligne de transmission en fonction de la longueur du matériau. La courbe bleue présente la somme de toutes les pertes, la courbe rouge présente les pertes par propagation et la courbe jaune les pertes par réflexion.

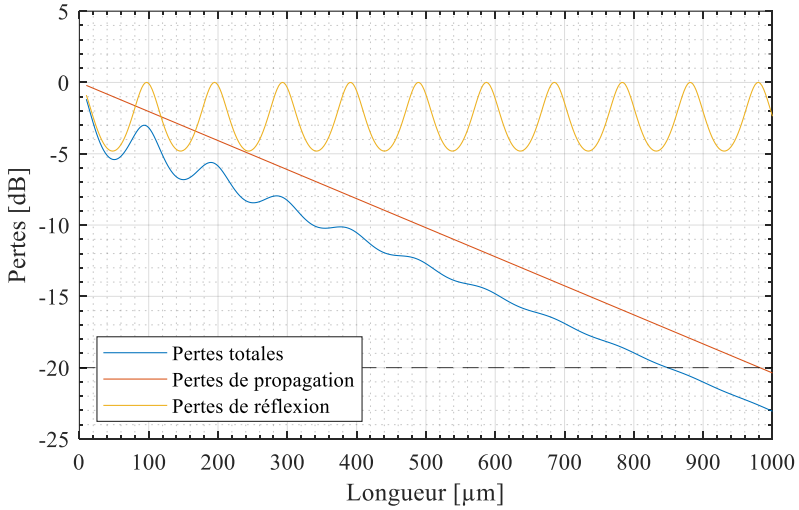


Figure IV.28 – Evolution des pertes en fonction de la longueur de matériau pour un point en fréquence donné (200 GHz). La ligne noire pointillée horizontale symbolise le seuil de 20 dB de pertes.

Nous pouvons noter que plus la ligne est longue, moins l'influence des pertes par réflexion est importante (effet « d'amortissement »). Ainsi, en supposant que notre expérience possède une dynamique de 20 dB (trait horizontal noir pointillé), nous pouvons voir, d'après la Figure IV.28, qu'il faut à minima 800µm de matériau pour atténuer complétement le signal et le « noyer » dans le bruit ce qui constitue, pour cet indice de réfraction, la longueur maximale de matériau mesurable.

En conclusion, la longueur maximale que peut avoir un matériau à caractériser dépend fortement de son indice de réfraction complexe. En effet, le seuil fixant cette longueur dépend de la dynamique initiale du signal et des pertes induites par le matériau. Quand les pertes sont trop importantes, le signal est noyé dans le bruit et il devient impossible de le mesurer. Il est donc nécessaire, pour chaque matériau, d'avoir une connaissance a priori de l'ordre de grandeur de sa gamme d'indice de réfraction afin d'évaluer la longueur maximum mesurable. A titre d'illustration, dans le chapitre V traitant de l'implémentation expérimentale du système de mesure, la dynamique de notre système a été mesuré à 40 dB (cf. partie

V.3.2.3, Figure V.27) et le matériau mesuré présente un indice de réfraction d'environ $n = 2 - j0.2$. Dans ces conditions, 1 mm de propagation induit environ 3 dB de pertes sur le signal ce qui est insuffisant pour le rendre non mesurable. Le seuil de 40 dB de pertes serait atteint pour une longueur de 12 mm ce qui est supérieur à l'écartement entre les PCs de génération et de détection fixé à 1 mm à la conception du dispositif de mesure.

IV.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié quelques enjeux liés à la mise en œuvre expérimentale du système de mesure. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'impact sur la réponse des photocommutateurs de leurs géométries et de leurs conditions d'excitation (notamment concernant la minimisation de la largeur à mi-hauteur des impulsions). Dans un second temps, nous avons présenté le lien entre la géométrie des lignes de transmission coplanaires et leurs performances en termes de pertes, de dispersion et de réflexions parasites. Dans un dernier temps, nous avons étudié le domaine de validité du système de mesure en termes de dimensions de l'échantillon pouvant être testé et en termes de gamme d'indice de réfraction mesurable. Ces études nous ont permis d'aboutir à un design pertinent pour le dispositif de mesure qui sera utilisé dans le chapitre V traitant de la mise en œuvre expérimentale du système, ainsi que de la caractérisation d'une gouttelette de glycérol.

V Application expérimentale

Dans ce dernier chapitre, nous allons mettre en œuvre expérimentalement la méthode de caractérisation de l'indice de réfraction d'un matériau présentée précédemment. Nous présenterons tout d'abord le banc de mesure et les principales problématiques expérimentales associées à sa mise en œuvre. Dans un second temps, le dispositif utilisé pour les mesures sera décrit et les résultats de caractérisation seront présentés. Ensuite, la caractérisation d'une gouttelette de glycérol sera également présentée et les résultats de l'extraction de son indice de réfraction seront, finalement, comparés à des mesures effectuées sur d'autres bandes de fréquences à l'aide d'autres méthodes de caractérisation.

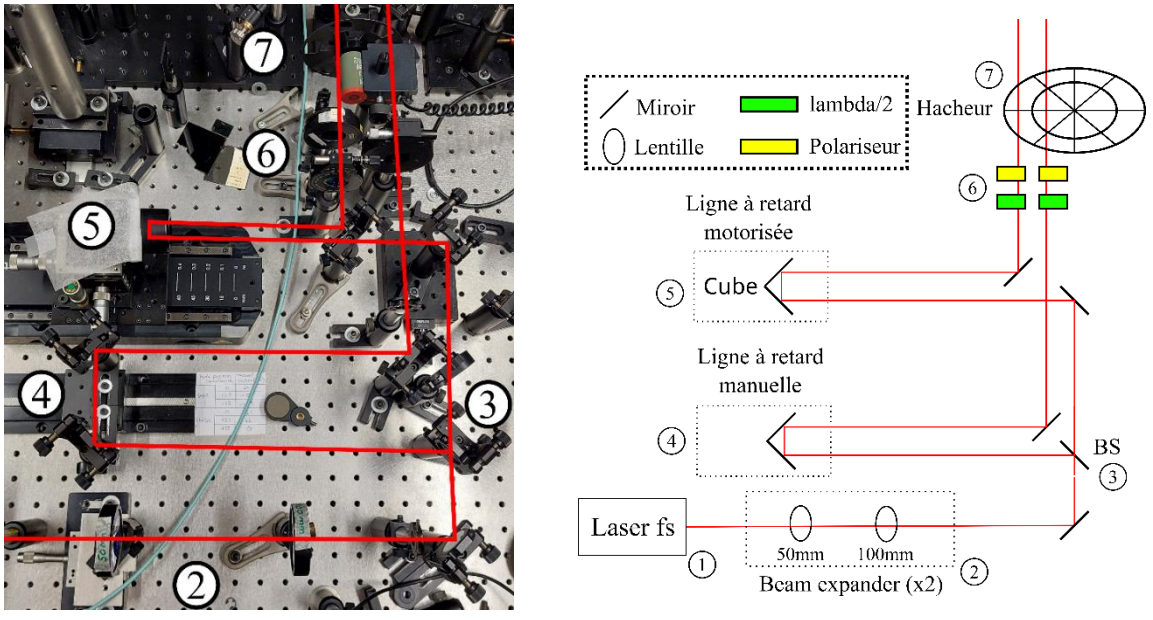
V.1 Le banc de mesure

V.1.1 Description du banc de mesure

Le principe général du système de mesure a été présenté dans la partie II.3. Pour générer l'impulsion électrique avec le photocommutateur (PC) de génération, il faut polariser celui-ci avec une tension continue et l'exciter avec une impulsion laser. Pour détecter le signal qui s'est propagé avec le PC de détection, il faut également exciter celui-ci avec un retard précis grâce à une seconde impulsion laser retardée.

V.1.1.1 Partie optique du banc de mesure

La Figure V.1 montre le chemin optique que parcourt le faisceau laser avant d'illuminer les différents PCs présents sur le dispositif de mesure. Le faisceau, issu d'un laser impulsionnel, est guidé au travers de différents éléments optiques permettant de contrôler sa forme et sa puissance.



(a) (b)

Figure V.1 –Photo du banc optique (a) et le schéma de principe associé (b).

Comme évoqué dans le chapitre II, le laser utilisé est un laser impulsionnel Menlo C-Fiber 780. Il s'agit d'un laser à fibre dopée Erbium de longueur d'onde de 1560 nm. Le signal est doublé en fréquence par

génération de seconde harmonique afin d'obtenir un faisceau à 780 nm. Le laser envoie des impulsions ayant une largeur à mi-hauteur d'environ 60 fs avec une fréquence de répétition de 100 MHz. Enfin, la puissance moyenne du faisceau est de 260 mW en sortie de laser. Le faisceau issu du laser ① (non visible sur la Figure V.1-a) est guidé en premier lieu vers un montage composé de deux lentilles convexes formant un *beam expander* ②. Ce montage sert à augmenter la taille du faisceau afin de minimiser la taille du spot focalisé sur les photocommutateurs. Nous reviendrons plus en détail sur ce montage et son intérêt dans la partie V.1.3.1. Le faisceau laser est ensuite guidé vers un miroir semi-réfléchissant « BS » ③ (*beam splitter* en anglais) afin de le séparer en deux et de permettre l'excitation du PC de génération et du PC de détection. Chaque faisceau passe ensuite par une ligne à retard (ou platine de translation) manuelle ④ ou motorisée ⑤ afin de permettre le réglage fin du décalage temporel entre les impulsions permettant la génération et la détection du signal (via l'allongement du chemin optique). Cela permet de procéder à une mesure en temps équivalent du signal comme présentée dans la partie II.1.4. La ligne à retard motorisée utilisée est une Newport DLS125 proposant une course de 125 mm (ou 833 ps en temps équivalent) avec une résolution de 75 nm (ou 0.5 fs en temps équivalent) et une règle de codage optique (qui permet de connaître la position absolue de la ligne à retard). Les faisceaux passent ensuite par des dispositifs de contrôle de la puissance composés d'un polariseur et d'une lame $\lambda/2$ ⑥. Ils permettent un contrôle précis de la puissance optique de chaque faisceau de 0.5 mW à 40 mW. Enfin, les faisceaux passent au travers d'un hacheur mécanique (*chopper* en anglais) ⑦ modulant le signal laser et permettant la mesure du signal avec un amplificateur à détection synchrone (*lock-in amplifier* ou LIA en anglais). Parmi les nombreuses configurations de modulation possible, les deux faisceaux sont ici modulés à deux fréquence différentes ($f1$ et $f2$) et le LIA est synchronisé sur la fréquence $f1 + f2$. En effet, après divers tests il apparait que cette configuration maximise au mieux le rapport signal à bruit de la mesure. Enfin, ces deux faisceaux sont guidés et focalisés sur le dispositif de mesure via deux lentilles (de longueur focale de 50mm ou 75mm) comme illustré sur la Figure V.2.

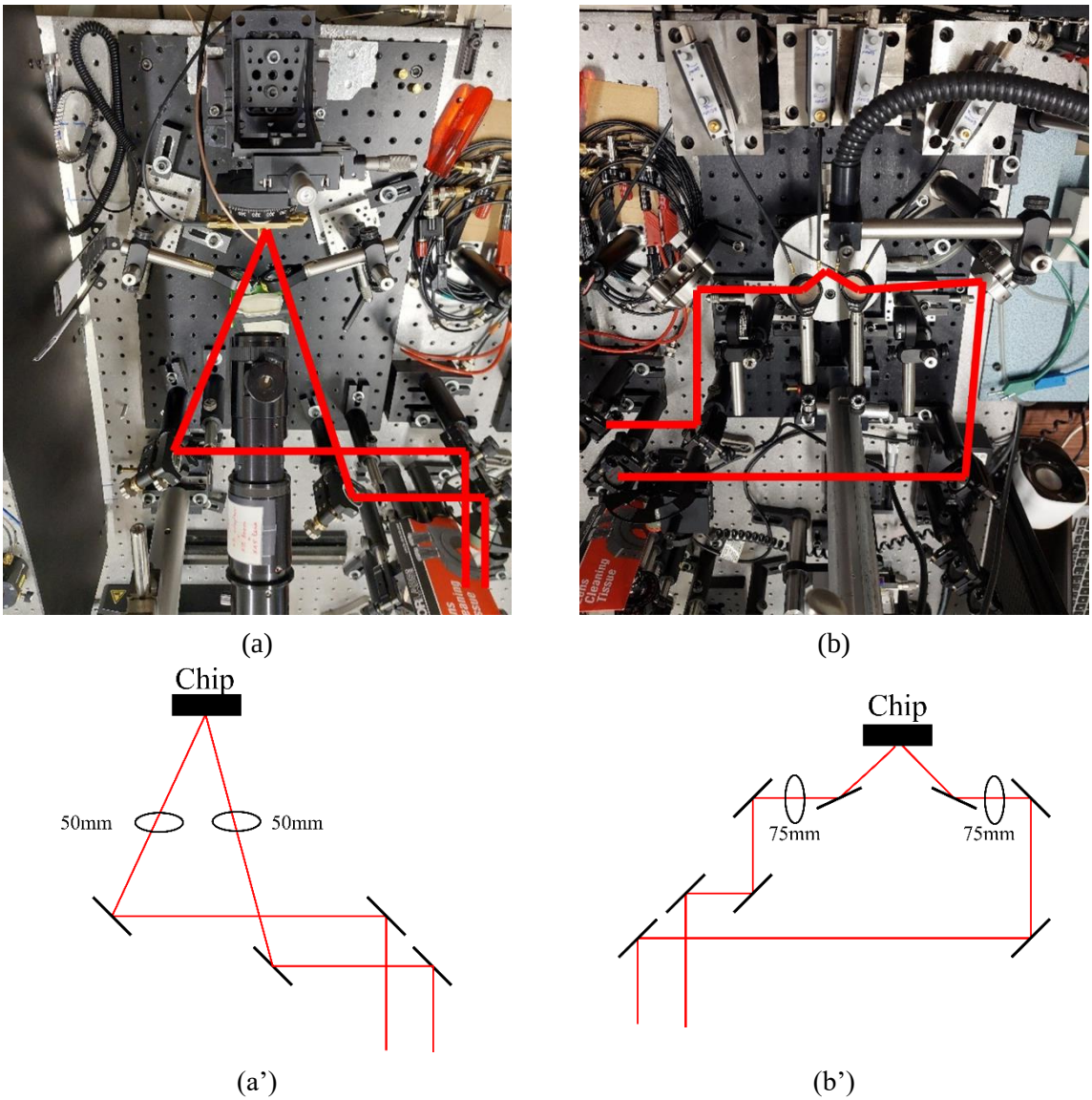


Figure V.2 – Photos des bancs de mesure connectorisés (a) et sous pointes (b) et leurs schémas de principe associés (a') et (b')

Il existe deux configurations distinctes (Figure V.2-a et Figure V.2-b) dédiées à la mesure de dispositif, selon qu'il est connectorisé ou non. La première configuration (Figure V.2-a) permet la mesure d'un dispositif connectorisé et packagé sur un PCB, et la seconde configuration permet la mesure de tout type de dispositif grâce à l'utilisation de pointes DC qui assurent la connexion électrique. Cette seconde configuration est plus flexible mais est beaucoup plus délicate à mettre en œuvre expérimentalement du fait d'un arrangement optique différent (comme montré sur les figures). Les deux configurations présentent un angle d'incidence des faisceaux laser de 30° sur le dispositif. Cet angle agrandit et déforme le spot projeté sur l'échantillon et est donc à prendre en compte lors de l'optimisation de la taille des faisceaux.

V.1.1.2 Partie électrique du banc de mesure

La connexion électrique du banc de mesure est relativement simple et est représentée sur la Figure V.3.

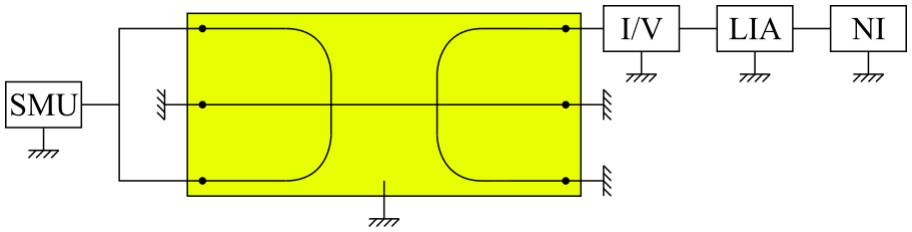


Figure V.3 – Schéma de connexion électrique du banc de mesure et d'un dispositif de mesure type « Générateur parallèle, détecteur parallèle, mesure parallèle ».

Le PC de génération est connecté à une alimentation DC fournie par la *Source/Measure Unit* (SMU) Keithley 2400. D'un autre côté, le signal détecté par le PC de détection est amplifié grâce à un amplificateur courant/tension faible bruit, le DHPCA-100 (Femto), puis est mesuré à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone (LIA), le SR530 (Standford Research). Enfin, le signal de sortie du LIA est échantillonné puis numérisé grâce à une carte d'acquisition National Instrument connectée à l'ordinateur qui instrumente le banc.

Pour connecter ces différents appareils au dispositif de mesure, des pointes DC peuvent être utilisées avec le banc montré sur la Figure V.2-b. Pour l'autre banc, un porte échantillon doit être utilisé. Ce dernier est présenté sur la Figure V.4.

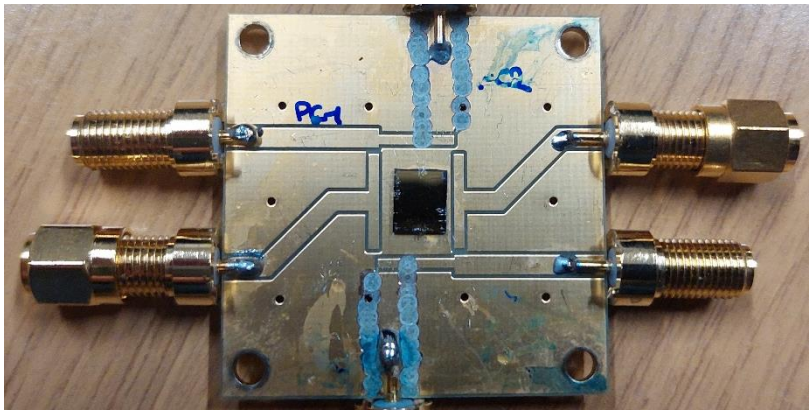


Figure V.4 – PCB porte échantillon où la puce de GaAs est reportée au milieu et est connectée électriquement via des fils de bonding en or ou en aluminium.

Il s'agit d'un PCB (*Printed Circuit Board*) double couche en FR4 sur lequel est reportée la puce de GaAs comportant le dispositif de mesure. La connexion électrique est assurée par des fils de bonding (en or ou en aluminium) directement soudés sur des pistes gravées sur le PCB. Enfin, des connecteurs SMA permettent de connecter les différentes pistes aux instruments.

V.1.2 Instrumentation du banc de mesure

Le banc de mesure est instrumenté grâce à un ordinateur, des interfaces d'entrée/sortie et divers scripts Matlab. Le programme principal, permettant l'acquisition de signaux temporels, pilote la ligne à retard du banc et mesure le signal en sortie de l'amplificateur à détection synchrone. Deux stratégies de mesure ont été mises en œuvre et les organigrammes simplifiés des deux algorithmes sont présentés dans la Figure V.5.

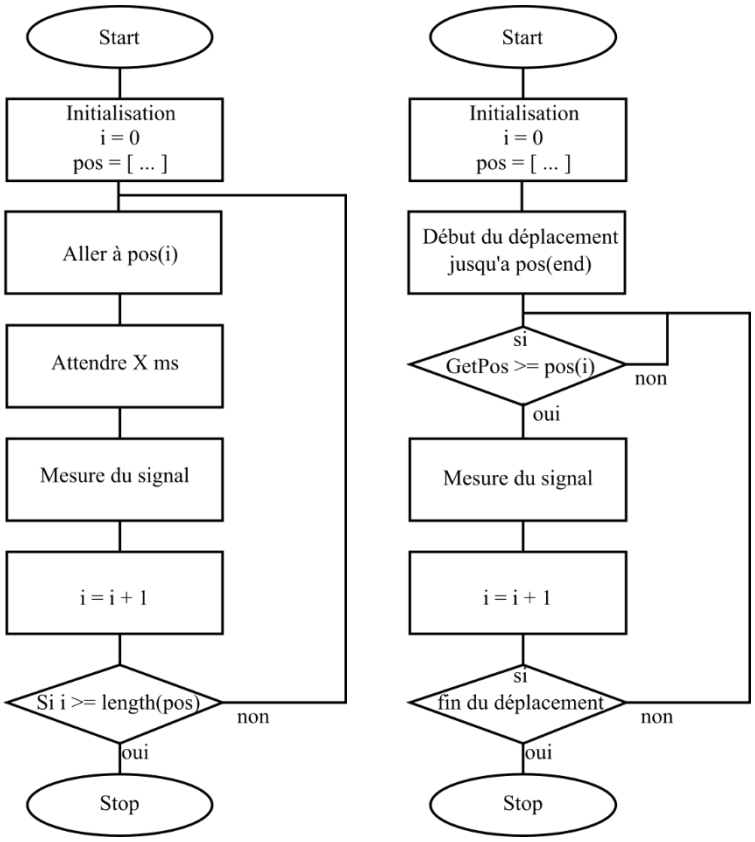


Figure V.5 – Organigramme simplifié des algorithmes d'instrumentation du banc optique. Algorithme « pas à pas » (a) et « à la volée » (b).

Pour procéder à une acquisition, l'expérimentateur spécifie la plage de temps de la mesure (temps initial, temps final et résolution temporelle). Ainsi, les deux algorithmes convertissent les instants d'échantillonnage demandés pour l'acquisition en positions de la ligne à retard motorisée ($pos = (time./2) .* c$). Le premier algorithme (« pas à pas ») positionne la ligne à retard à la position du i-ème échantillon à mesurer. Elle attend ensuite un certain temps (typiquement entre 100 à 300 ms selon la constante d'intégration de la détection synchrone), puis procède à la mesure. C'est la méthode d'acquisition la plus fiable mais qui demande un temps relativement long à s'exécuter. Pour pallier ce défaut, la seconde méthode d'acquisition dite « à la volée » propose de lancer la ligne à retard à vitesse constante vers la position finale de mesure et d'acquérir les échantillons au fur et à mesure du déplacement de la ligne à retard. Cette méthode possède le grand avantage de ne pas être trop longue à s'exécuter mais peut se révéler peu précise. En effet, le temps de réponse et de communication entre les divers appareils peut créer un décalage temporel entre l'instant où la mesure devait être faite et l'instant réel de mesure. Ainsi, la vitesse de déplacement de la ligne à retard est limitée par la vitesse de communication des différents appareils avec l'ordinateur, la résolution temporelle de la mesure et la constante de temps d'intégration de la détection synchrone. Typiquement une vitesse de déplacement de la ligne à retard de 150 µm/s pour une résolution temporelle de 100 fs est utilisée. Finalement, les mesures sont enregistrées sous forme de fichier texte dont le format est proche d'un fichier CSV (*Comma Separated Value*). Ces données peuvent ainsi aisément être traitées via des logiciels de traitement de données (Matlab, Python, etc.) afin d'extraire l'indice de réfraction de matériau sous test.

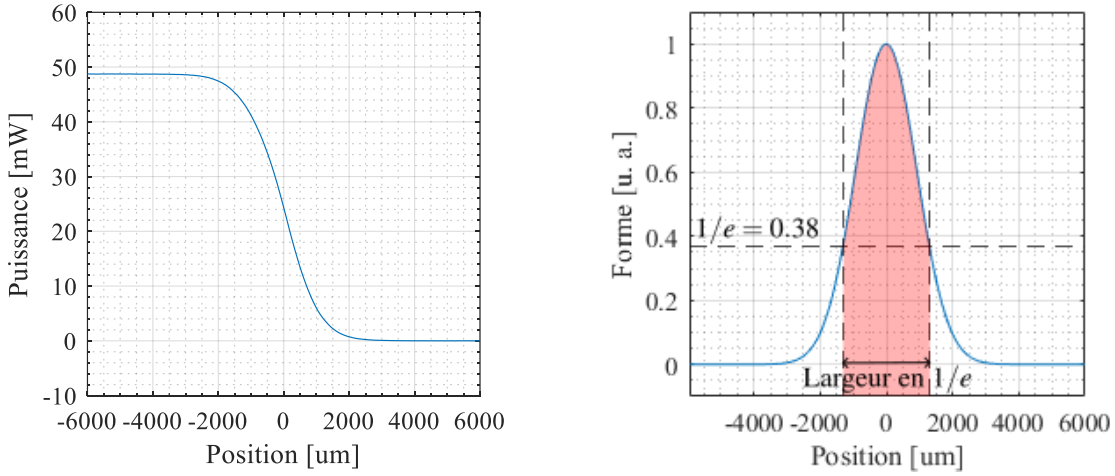
V.1.3 Optimisation du banc de mesure

Malgré son apparente simplicité, le banc de mesure peut se révéler complexe à mettre en œuvre et demande un temps non négligeable dédié à l'alignement optique. Divers facteurs peuvent fortement nuire à la qualité et à la fiabilité de la mesure et doivent donc être surveillés attentivement. Ainsi, nous allons présenter deux de ces problématiques : la taille du faisceau laser focalisé et l'alignement de la ligne à retard motorisée.

V.1.3.1 Optimisation de la taille du faisceau

La taille du faisceau laser est un critère important de notre banc de mesure. En effet, il faut être capable de suffisamment focaliser le faisceau pour exciter correctement les PCs. Au vu de la taille des structures, si le spot laser était trop grand, nous éclairerions également les zones de GaAs comprises de part et d'autre du PC et provoquerions des courts-circuits vers les plans de masses des lignes CPW, ce qui dégraderait les performances du système. Les PCs pouvant avoir des dimensions comprises entre 20x20 µm et 10x10 µm, nous fixons cette dernière dimension comme objectif pour la taille minimale du spot laser.

La taille du faisceau directement issu du laser, a été mesurée, avant les lentilles permettant la focalisation, à 3422 µm (largeur en $1/e$, ou e est la base des logarithmes naturels) par la technique de « mesure au couteau » (cf. Figure V.6). Cette technique consiste à mesurer la puissance optique du faisceau en le masquant progressivement par une lame ou un objet présentant une arête affinée. Cela permet d'obtenir un profil en puissance dans une direction de l'espace. De cette mesure, et en supposant le faisceau de forme gaussienne, il est possible de remonter à la forme du faisceau et d'estimer ainsi sa taille comme présenté en annexe B. Ainsi, à partir de cette mesure de 3422 µm, nous pouvons calculer, en connaissant la distance focale de la lentille utilisée (50 mm), que la largeur à $1/e$ théorique du spot laser au point focal est de 14.5 µm. Sachant que nous avons un angle d'incidence de 30° sur l'échantillon, la taille du spot projeté est plutôt de l'ordre de 17 µm. Ainsi, la taille du faisceau ne respecte pas la contrainte que nous nous sommes fixés et il est nécessaire de réduire sa taille.



(a) (b)

Figure V.6 –Mesure de la taille du faisceau avant focalisation pour un montage sans beam expander. Profil en puissance de la mesure (a) et fit gaussien normalisé de la forme spatiale selon une direction de l'espace (b).

Malheureusement, il est impossible d'installer des lentilles de distances focales plus courtes ou des objectifs de microscope au vu des contraintes d'espace sur le banc de mesure au voisinage de l'échantillon. Pour pallier à ce problème, un montage augmentant la taille du faisceau (un *beam expander*) a été installé en amont du chemin optique. En effet, de manière quelque peu contre-intuitive, plus un faisceau est large, plus il peut être focalisé sur un faible diamètre. Nous avons donc choisi d'augmenter la taille du faisceau d'un facteur 2 en sortie du laser afin de pouvoir, d'une part, passer dans les optiques (les miroirs ne font que 1 pouces de diamètre) et, d'autre part, augmenter la taille du faisceau avant focalisation et ainsi diminuer la taille du spot focalisé. Il est possible d'acheter un dispositif optique prémonté, mais nous avons choisi de le fabriquer à l'aide de deux lentilles de distance focale de 50 et 100 mm. Le nouveau diamètre du faisceau mesuré juste avant les lentilles de focalisation sur l'échantillon a été mesuré à 5000 µm. Ainsi, avec une lentille de distance focale de 50 mm, il est en théorie possible de focaliser le faisceau à 10 µm. Afin de s'en assurer, le profil du faisceau dans la région de focalisation a été mesuré et est présenté sur la Figure V.7.

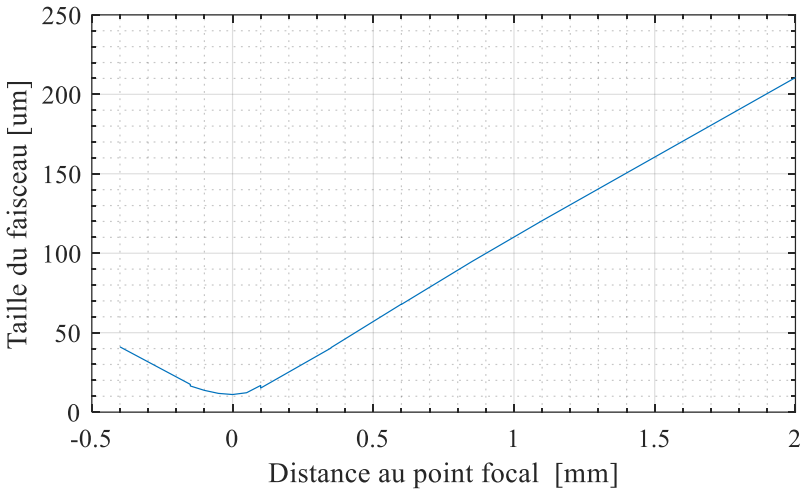


Figure V.7 – Largeur à 1/e du faisceau dans la région de focalisation en fonction de la distance au point focal. La lentille possède une distance focale de 50 mm.

La taille du spot mesurée au point focal est de 11 µm ce qui est proche de la valeur attendue. En prenant en compte l'angle d'incidence du faisceau sur l'échantillon, nous obtenons un spot laser de 12.7 µm de large. C'est légèrement plus que la contrainte que nous nous étions fixés mais cela reste acceptable et permet un éclairement correct des PCs.

V.1.3.2 Alignement de la ligne à retard motorisée

L'alignement de la ligne à retard est une seconde préoccupation majeure de notre banc de mesure. Un désalignement de cette dernière provoque une dérive de la position du faisceau laser en fonction de la position de la platine de translation ce qui peut se traduire par une dégradation de l'éclairement des PCs, les faisceaux étant graduellement désalignés. En effet, le coin de cube (situé sur la platine de translation) permet de s'assurer que les faisceaux incident et réfléchi sont parallèles, en revanche, l'écartement entre les faisceaux dépend du point d'impact sur le coin de cube. Autrement dit, le spot qui illumine le PC se déplace au fur et à mesure de la mesure du signal et l'excitation laser n'est donc pas constante. Cela provoque une dérive dans le signal qui se traduit par une perte progressive d'amplitude. L'alignement d'une ligne à retard consiste à s'assurer que le faisceau incident soit parfaitement parallèle avec l'axe

de déplacement de cette dernière. Pour aligner finement la ligne à retard, l'expérience présentée dans la Figure V.8 a été mise en œuvre.

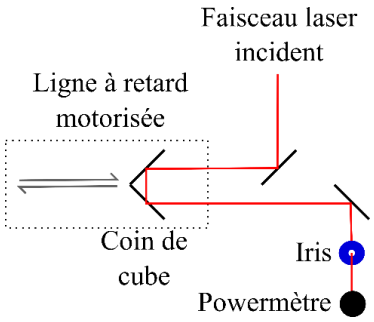


Figure V.8 – Schéma de principe de l'expérience mise en œuvre pour la mesure de l'alignement de la ligne à retard.

Elle consiste à mesurer la puissance optique moyenne du faisceau laser issu de la ligne à retard passant par une ouverture de très faible dimension (ici un iris quasiment fermé) en fonction de la position de cette même ligne. Expérimentalement, l'ouverture est placée à une distance d'environ 75 cm de la ligne à retard. Ainsi, en cas de désalignement, le faisceau va se déplacer et ne traversera plus complètement l'ouverture et la puissance mesurée décroit en conséquence. Ainsi, en jouant sur les divers miroirs de réglage et après de multiples mesures et réalignements, nous mesurons la courbe de puissance présentée sur la Figure V.9.

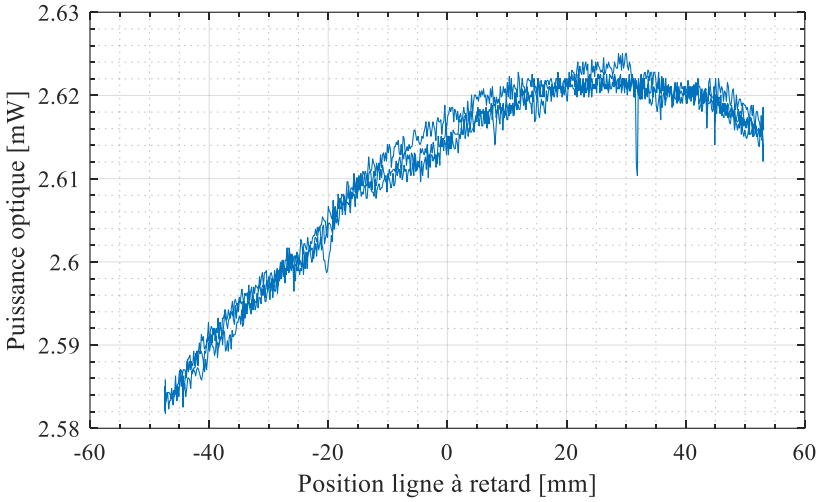


Figure V.9 – Evolution de la variation de puissance optique selon la position relative de la ligne à retard.

La puissance optique mesurée varie de moins de 1% sur une plage de variation de position de la platine de translation de 100 mm (soit 667 ps en temps équivalent). Sachant qu'une acquisition typique est de 100 ps (soit une variation de position de 15 mm), la dérive mesurée peut être considérée comme acceptable et aura un impact négligeable sur la mesure des signaux temporels.

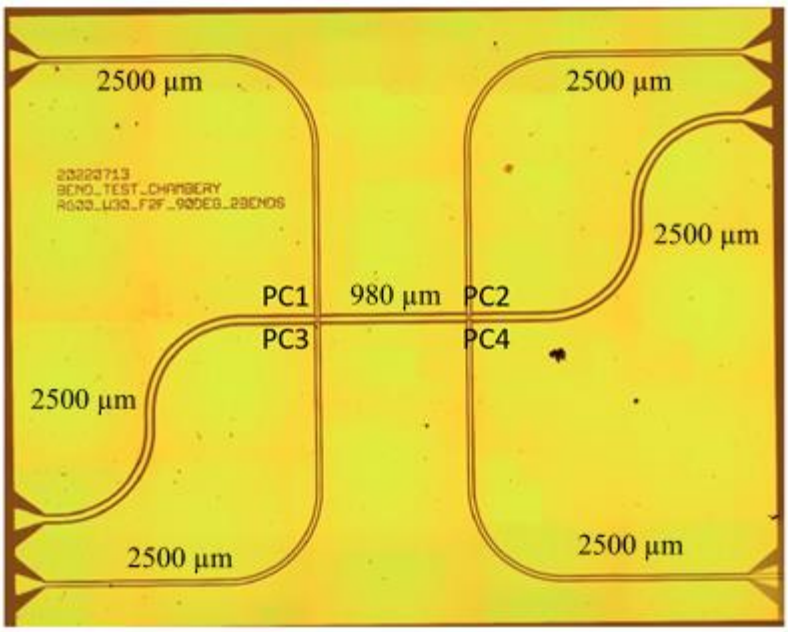
V.2 Le dispositif de mesure

Nous allons maintenant nous intéresser au dispositif de caractérisation de matériau qui est placé sur le banc de mesure présenté précédemment. L'architecture de ces dispositifs a déjà été présentée dans le chapitre II et nous nous intéressons maintenant à sa mise en œuvre expérimentale.

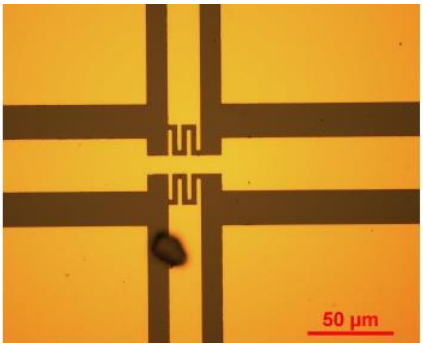
V.2.1 Description du dispositif de mesure

Le dispositif de mesure est réalisé sur un substrat de GaAs (*Gallium Arsenide* ou Arséniure de Gallium en français) de 500 µm d'épaisseur, 4 mm de hauteur et 5 mm de largeur fabriqué par le groupe de Andréas Wieck à l'université de Bochum. Sur ce dernier, un miroir de Bragg (AlGaAs/AlAs) réfléchissant à 780 nm et une couche supérieure de 270 nm de LTG-GaAs (*Low Temperature Grown Gallium Arsenide*) ont été fabriqués par épitaxie par jet moléculaire (cf. annexe C). Le temps de vie des porteurs a été mesuré à 520 fs via une méthode de réflectométrie optique (cf. partie II.1.2). Au-dessus de la couche de LTG-GaAs, un dispositif radiofréquences comportant les photocommutateurs ainsi que des lignes de transmission CPW a été déposé par photolithographie d'une couche d'or de 100 nm d'épaisseur comme présenté sur la Figure V.10-a (dépôt réalisé au sein de l'institut Néel). Sous cette couche d'or, une couche de titane de 25 nm a été déposée en amont servant d'accroche pour l'or (cf. annexe C). Le dispositif que nous allons utiliser pour les mesures est donc une structure dite « Générateur parallèle, détecteur parallèle, mesure parallèle » comme présenté dans la partie II.3.2. Entre les PCs de génération et de détection, le dispositif comporte une ligne de transmission CPW ayant une longueur de 980 µm et des dimensions transverses de 20-30-20 µm (gap-conducteur central-gap). Les autres lignes permettant la polarisation des PCs et la mesure du signal ont des dimensions transverses de 18-20-18 µm et ont des longueurs typiques de 2500 µm. Les « bends » de ces lignes (« virages à 90° ») présentent des rayons de courbure de 600 µm.

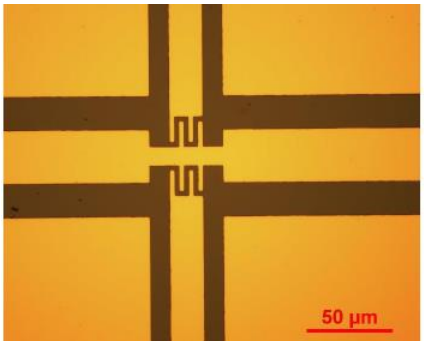
Les photocommutateurs sont des PCs à peignes interdigités ayant une géométrie de 18x18 µm et 4 doigts de 15 µm de longueur et 2 µm de largeur comme visible sur les Figure V.10-b et Figure V.10-c. Les PCs sont numérotés de gauche à droite et de haut en bas de 1 à 4 comme visible sur la Figure V.10-a. Un resserrement de 10 µm a été ajouté dans la ligne CPW centrale afin de simplifier l'éclairement simultané des deux PCs.



(a)



(b)



(c)

Figure V.10 – Dispositif de mesure utilisé pour la caractérisation de matériau (a) et géométrie des différents PCs présents sur le dispositif. PC1-PC3 (b) et PC2-PC4 (c).

V.2.2 Caractérisation électrique statique préliminaire des photocommutateurs

La caractérisation des PCs est une étape importante dans le processus de mesure. En effet, il est nécessaire de s'assurer qu'ils ont été fabriqués et qu'ils fonctionnent correctement. Pour cela, nous procédons à des mesures de type courant/tension (I-V) en DC. Nous mesurons dans un premier temps la réponse I-V de chaque PC sans éclairement puis avec l'éclairement du laser impulsionnel pour une puissance optique moyenne donnée (typiquement 5 mW pour une fréquence de répétition de 100 MHz). Une tension de polarisation est ainsi appliquée aux électrodes des différents PCs et le courant DC généré est mesuré. Les résultats des différentes mesures sont présentés sur la Figure V.11.

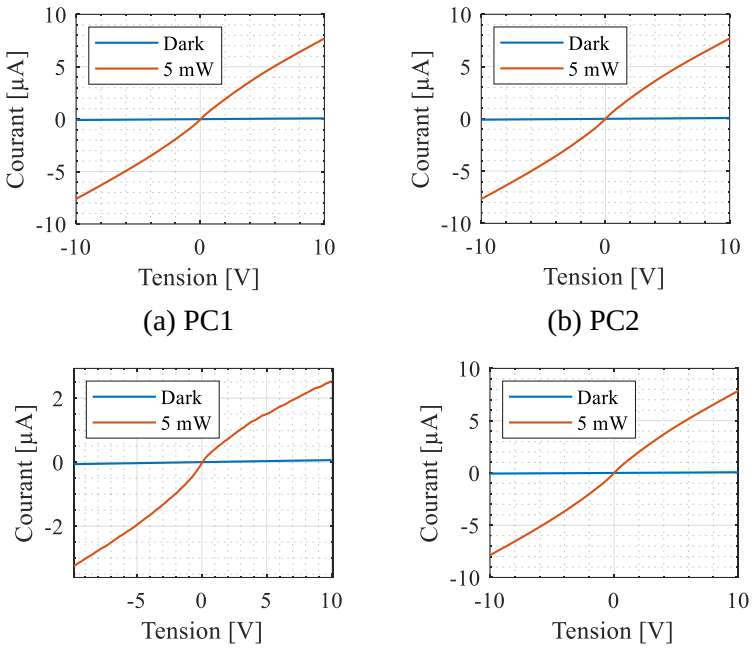


Figure V.11 – Caractéristique statique I-V des quatre PCs du dispositif de mesure.

Nous pouvons noter que le courant d'obscurité est faible (< 0.1 µA) et que sous éclairement les PCs ont un comportement quasiment linéaire sur la plage de tension mesurée (-10V à 10V). Ce type de comportement ohmique est souvent observé dans les PCs en LTG-GaAs. Cependant, des dispositifs basés sur du GaAs intrinsèque peuvent présentés des comportements de type Schottky. Nous n'observons pas non plus de phénomène de saturation du courant, les PCs sont donc parfaitement utilisables sur cette gamme de tension.

Nous pouvons, depuis ces mesures, calculer la résistance équivalente de chaque PC avec et sans éclairement. Plusieurs méthodes de calcul sont possibles : résistance statique point par point ($R = V/I$), résistance dynamique par le calcul de la dérivée ($R = \partial V/\partial I$) ou par régression linéaire. Le Tableau V.1 synthétise les valeurs de résistance moyenne équivalente calculées par la dernière méthode.

	R_{dark} (MΩ)	R_{5mW} (MΩ)
PC1	122	1.23
PC2	120	1.22
PC3	156	1.14
PC4	153	1.19

Tableau V.1 – Synthèse des résistances d'obscurité et sous éclairement (5 mW) des différents PCs.

Nous pouvons observer que la différence de résistance entre l'état d'obscurité et sous éclairement est assez importante (plusieurs ordres de grandeurs) ce qui traduit une bonne isolation du substrat et un faible courant d'obscurité.

V.2.3 Mesure des propriétés de la ligne de transmission CPW et ajustement du modèle numérique

Pour procéder à l'extraction de l'indice de réfraction d'un matériau, il est nécessaire de mettre en œuvre une simulation numérique de la ligne de transmission CPW chargée par le matériau (cf. chapitre III).

Pour simuler cette structure, il nous faut parfaitement connaitre ses dimensions géométriques ainsi que les propriétés des différents matériaux qui la composent.

A cette fin, les dimensions géométriques des lignes ont été mesurés à l'aide d'un profilomètre mécanique afin de valider si la fabrication du dispositif respecte les contraintes fixées sur le design et les corriger dans le modèle le cas échéant. Les différents matériaux qui composent la structure ont également été mesurés (indice de réfraction du GaAs, conductivité de l'Or) et les valeurs obtenues ont été intégrées dans le modèle de la simulation (cf. Tableau III.2). De plus, pour valider la bonne modélisation de la ligne de transmission, des mesures au VNA ont été effectuées sur cette dernière jusqu'à 110 GHz afin de comparer les résultats de simulations avec les propriétés de la ligne de transmission réelle. Ainsi, trois mesures différentes ont été effectuées sur divers motifs prévus à cet effet. L'exposant de propagation a été calculé grâce à la méthode de Janezic [11] que nous n'allons pas détailler ici (approche différentielle par la mesure de deux lignes de transmission de longueurs différentes). Les résultats de ces mesures sont présentés sur la Figure V.12.

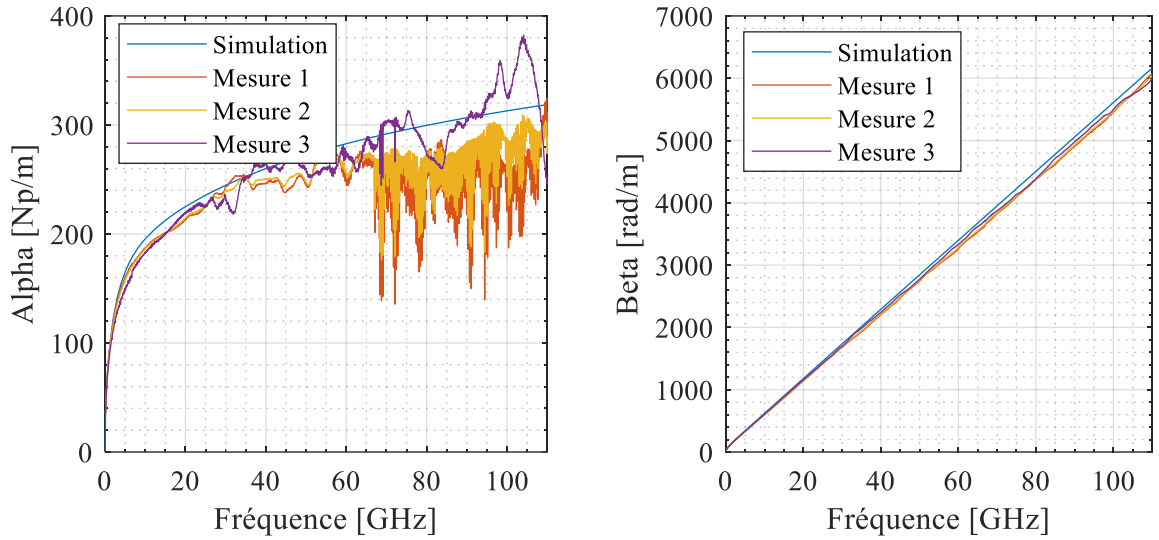


Figure V.12 – Simulation de l'exposant de propagation γ de la ligne de transmission CPW de dimensions 20- 30 -20 µm et les mesures de cette même ligne. Exposant de pertes α (a) et exposant de phase β (b).

Les résultats de simulation obtenus sont en bon accord avec les mesures jusqu'à 110 GHz. Ainsi, les simulations numériques peuvent être considérées comme valides et être utilisées dans la procédure d'extraction.

V.2.4 Impact de l'excitation laser sur la génération de modes parasites

Comme évoqué dans la partie II.2.2.1, les lignes de transmission CPW possèdent deux modes de propagation principaux : le mode pair (appelé aussi mode *slotline*) et le mode impair (appelé aussi mode CPW). Des illustrations de ces deux modes sont visibles sur la Figure II.12 dans la partie II.2.2.1. Le mode impair est un mode de propagation beaucoup moins dispersif et est c'est celui que l'on souhaite exciter dans nos structures. Pour ce faire, les deux plans de masses sont fixés au même potentiel en les connectant électriquement. C'est une condition nécessaire, mais non suffisante, pour favoriser l'apparition de ce mode. En effet, la manière dont sont excitées nos structures (excitations électrique et

optique) favorise ou non l'apparition d'un mode plutôt que l'autre. Ainsi, pour être sûr de favoriser le bon mode de propagation, nous avons mené une étude sur l'impact de l'excitation optique et électrique dans la génération des différents modes de propagation dans la ligne CPW. Ces travaux se basent sur les mesures effectuées par Achille Robert dans le cadre de son stage d'école d'ingénieur.

V.2.4.1 Le cas de l'excitation optique symétrique

Soient, comme visible sur la Figure V.13, deux configurations d'excitation des PCs de génération. L'éclairement est simultané sur les deux photocommutateurs (le spot laser est positionné à égale distance des deux PCs) et chaque PC peut être polarisé individuellement. Sur la Figure V.13-a, la polarisation électrique est symétrique (+V ou -V pour chaque PC) ce qui favorise fortement l'excitation du mode de propagation impair comme illustré sur la Figure V.13-c. A l'inverse, sur la Figure V.13-b, la polarisation en tension des PCs est antisymétrique, ce qui favorise l'apparition du mode de propagation pair dans la ligne CPW comme illustré sur la Figure V.13-d.

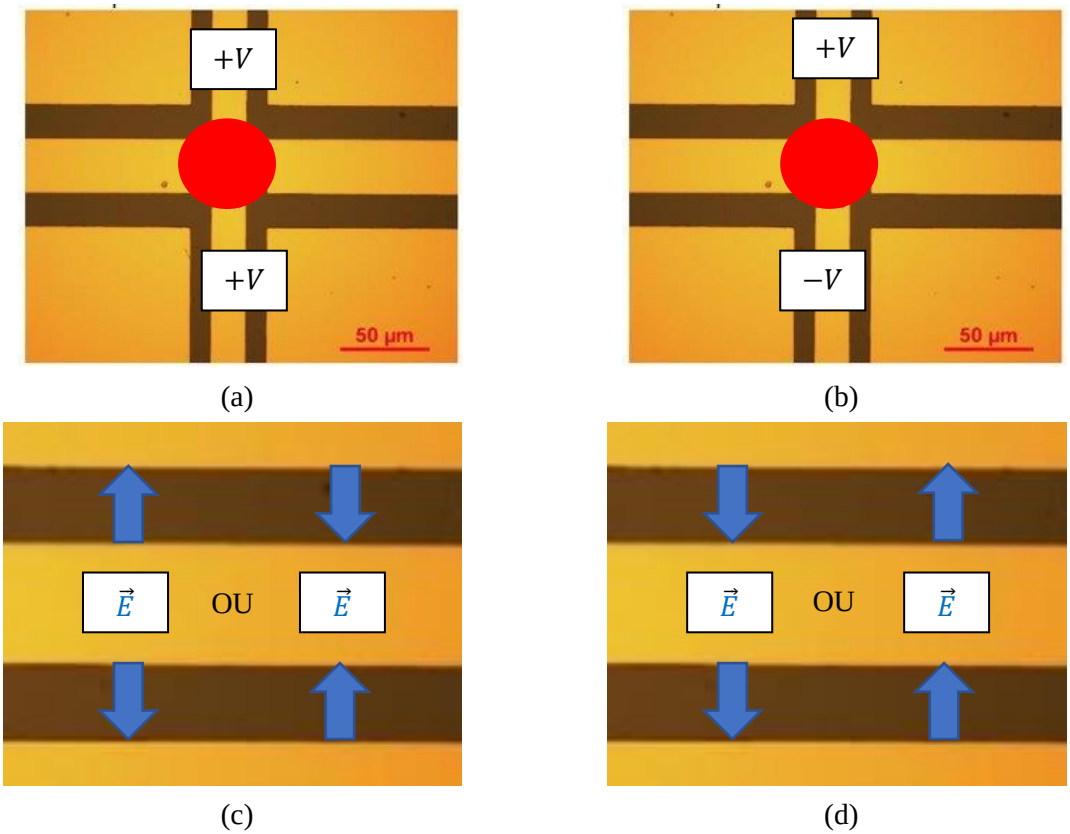


Figure V.13 – Les deux types d'excitation en cas d'éclairement symétrique. Polarisation symétrique (a) et antisymétrique (b) favorisant respectivement l'excitation du mode de propagation impair (c) et pair (d) dans la ligne de transmission CPW.

V.2.4.1.1 Le cas de la polarisation électrique symétrique

Depuis ces configurations de génération du signal, il est intéressant d'observer le signal temporel qui est mesuré grâce aux PCs de détection. En effet, cette structure étant symétrique, nous avons deux PCs disponibles pour la mesure du signal.

Ainsi, la Figure V.14 présente les mesures de signaux issus de différents cas. Dans tous les cas, la polarisation électrique du PC de génération est symétrique :

- (a) Détection avec le PC2
    - (bleu) Polarisation positive (V=4V)
    - (rouge) Polarisation négative (V=-4V)
- (b) Détection avec le PC4
    - (bleu) Polarisation positive (V=4V)
    - (rouge) Polarisation négative (V=-4V)

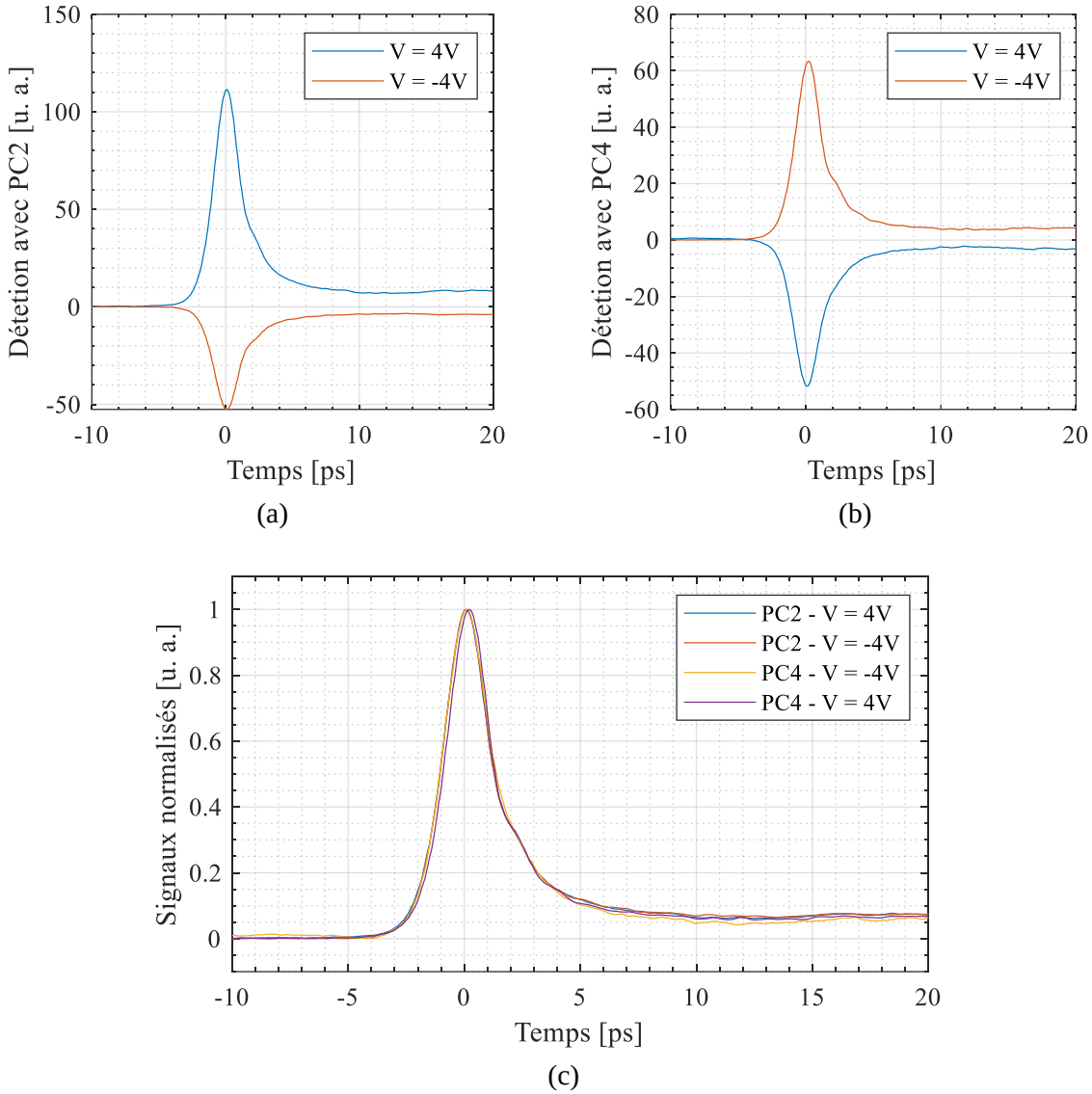


Figure V.14 – Résultat de mesure de signaux issu d'excitation sous éclairement symétrique et de polarisation symétrique pour une polarisation de V=4V ou V=-4V. Détection faite grâce au PC2 (a) et au PC4 (b) et les signaux compilés et normalisés (c).

Dans le cas d'une polarisation symétrique, une tension positive va favoriser l'apparition du mode impair où les champs électriques partent de la ligne centrale vers les plans de masse. La polarisation négative quant à elle inverse les lignes de champs. Ainsi, la Figure V.14-a présente les signaux mesurés à l'aide du PC2 dans le cas d'une polarisation symétrique positive et négative. Il est intéressant de noter que les deux signaux sont de signes opposés ce qui montre bien l'inversion des champs électriques dans la structure. La même observation peut être faite depuis les signaux mesurée via le PC4 (Figure V.14-b). La Figure V.14-c présente les mêmes signaux compilés et normalisés où nous pouvons observer que la

forme temporelle du signal est identique dans chaque cas. Autrement dit, le choix du PC de détection dans le cas d'une excitation du mode impair des lignes, peu importe la polarisation, n'a pas d'impact sur la forme temporelle du signal mesuré (seul le signe du signal change). En revanche, nous observons des variations sur les amplitudes des différents signaux. Nous pouvons attribuer ces différences soit à des conditions d'excitation qui varient d'une expérience à l'autre ou encore à des variations de sensibilité des PCs de détection. Nous n'en tiendrons donc pas rigueur.

V.2.4.1.2 Le cas de la polarisation électrique asymétrique

Le même type de mesures peut être mis en œuvre dans le cas d'une excitation avec une polarisation antisymétrique (cf. Figure V.13-b) favorisant le mode de propagation pair. Les résultats de telles mesures sont présentés dans la Figure V.15.

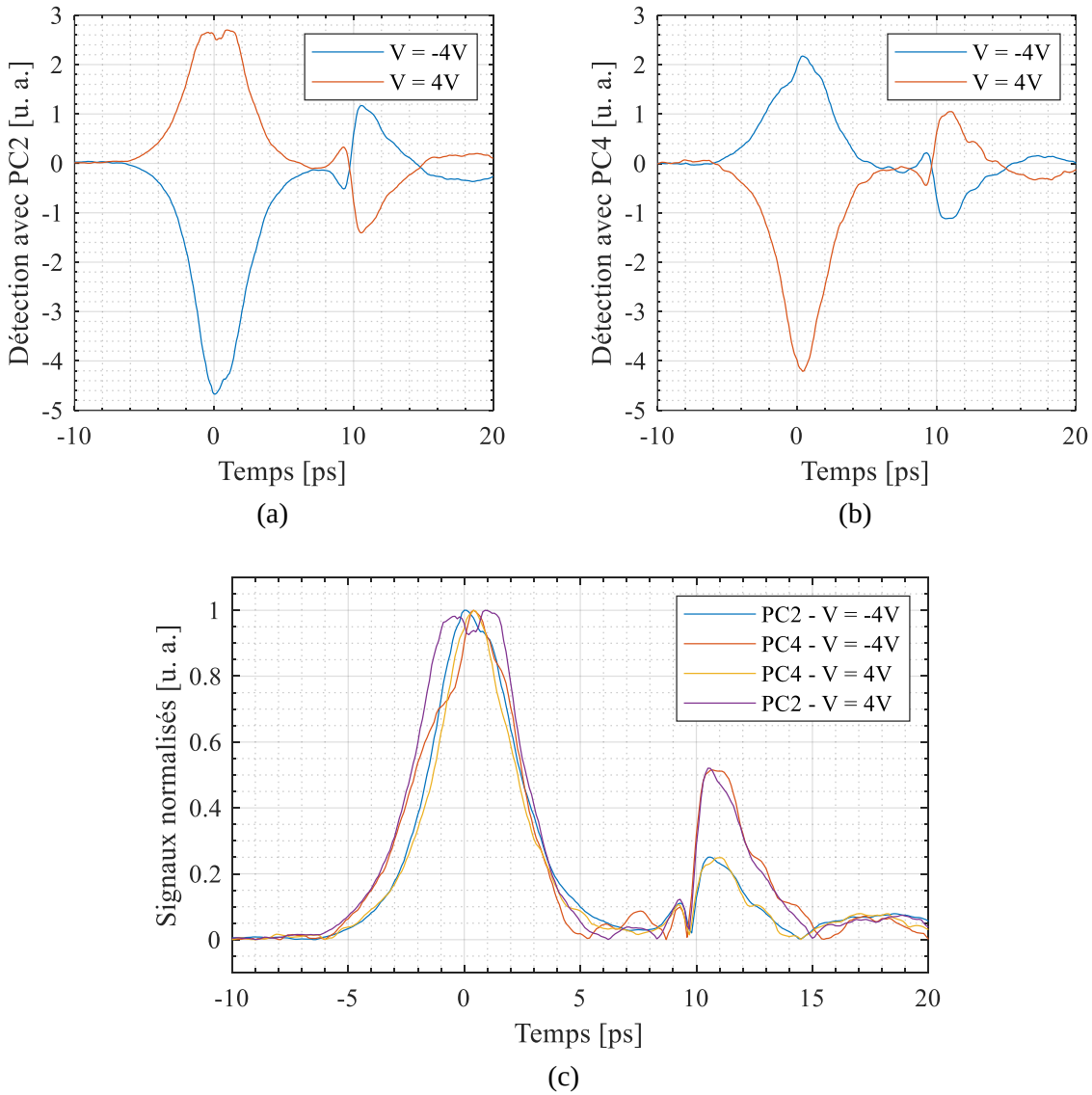


Figure V.15 – Résultat de mesure de signal issu d'excitation sous éclairement symétrique et de polarisation antisymétrique pour une polarisation de V=4V et V=-4V. Détection faite grâce au PC2 (a) et au PC4 (b) et les signaux compilés et normalisés (c).

De manière identique à la détection de signaux issus du mode de propagation impair, le choix de l'un ou l'autre des PCs de détection n'a que peu d'impact sur la forme du signal. Cependant, nous observons l'apparition d'un pic supplémentaire entre 12 à 15 ps dont l'origine n'est pas connue avec certitude, cette réflexion parasite ne pouvant pas être associée à une discontinuité géométrique dans la structure. L'hypothèse privilégiée actuellement suggère l'existence d'un couplage de mode entre le mode de propagation pair et un mode de substrat dans le dispositif [113]. L'épaisseur du substrat étant de 500 µm, cela pourrait correspondre au temps d'aller-retour d'une onde se réfléchissant sur la face arrière du substrat comme illustré sur la Figure V.16.

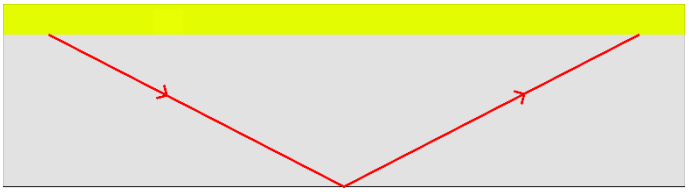
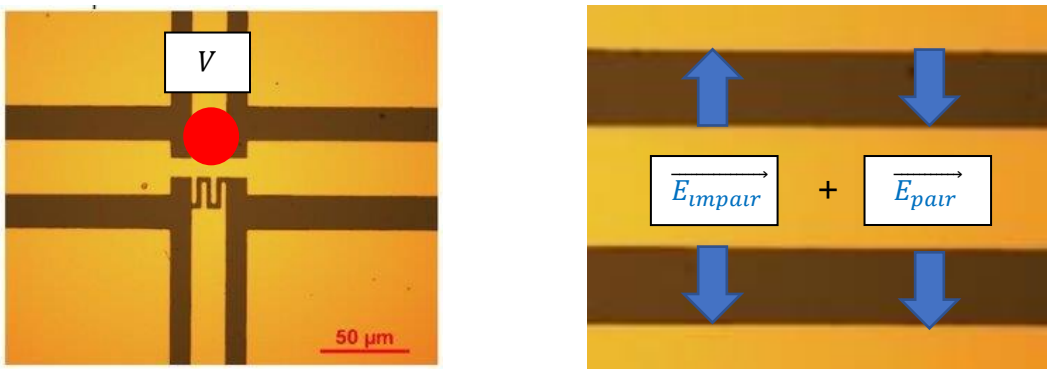


Figure V.16 – Propagation d'un mode de substrat sur la face arrière du substrat de GaAs de 500 µm d'épaisseur (ligne rouge).

V.2.4.2 Le cas de l'excitation optique asymétrique

La structure « génération parallèle » offre une dernière configuration pour générer le signal, celle de l'éclairement asymétrique. En effet, il est intéressant d'observer le comportement de la structure à une excitation complètement asymétrique (optiquement et électriquement) comme illustré sur la Figure V.17.



(a) (b)

Figure V.17 – Génération de signal par excitation asymétrique (a), les modes de propagation excité (b) et les résultats de mesure de ses signaux avec une polarisation de 4 V (c).

Ce type d'excitation ne favorise a priori aucun des deux modes de propagation de la ligne CPW et nous pouvons ainsi supposer que nous observerons une combinaison linéaire (une superposition) des deux modes de propagation. La Figure V.18 présente le résultat d'une telle mesure avec $V = 4$ V. A l'inverse du cas où l'éclairement était symétrique, les mesures via le PC2 et le PC4 donnent ici des résultats très clairement différents. Nous pouvons donc supposer que cela provient de la superposition des deux modes de propagation dans la structure.

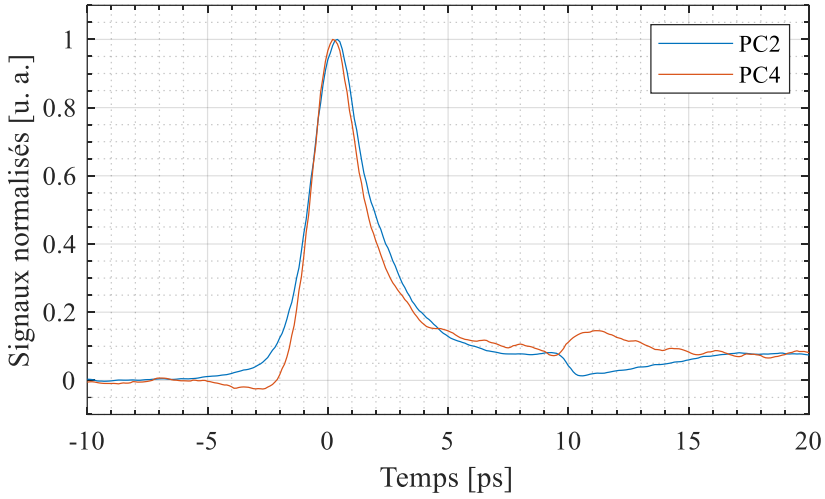
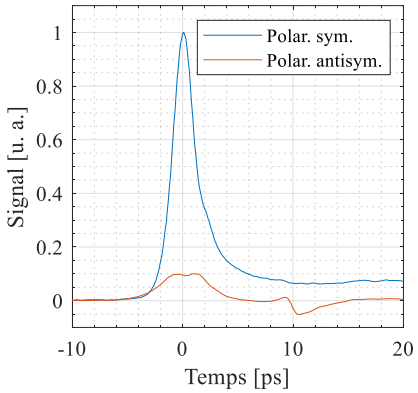
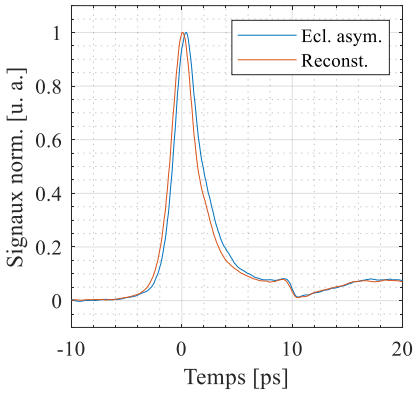


Figure V.18 –Résultats de mesure des signaux associés à la configuration de mesure de la Figure V.17 avec une polarisation de 4 V.

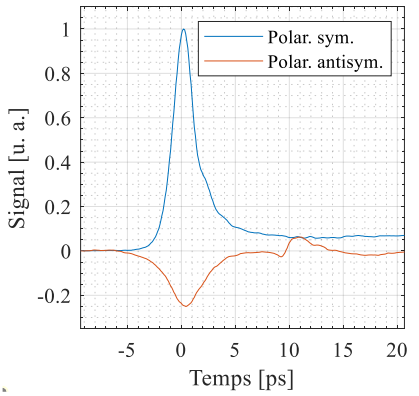
Afin de s'en assurer, la Figure V.19 montre la reconstruction du signal issu d'une excitation optique asymétrique depuis les mesures des signaux issus des modes de propagation pair (polarisation antisymétrique) et impair (polarisation symétrique).



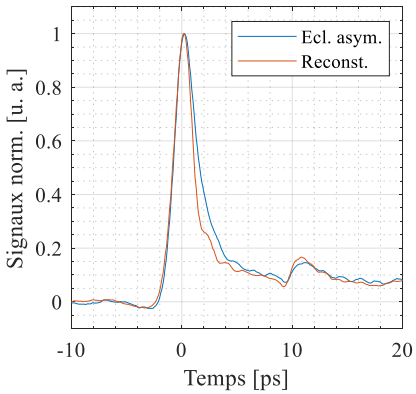
(a) PC2



(b) PC2



(c) PC4



(d) PC4

Figure V.19 – Reconstruction des signaux issus d'un excitation asymétrique depuis les mesures des modes pair et impair pour $V = 4\,V$. Mesure avec le PC2 (a-b) et avec le PC4 (c-d).

La reconstruction par combinaison linéaire ($reconst = a * antisym + b * sym$ avec a et b des coefficients dépendants des conditions expérimentales) des deux mesures bien permet de retrouver la mesure issue d'une excitation asymétrique, ce qui valide notre hypothèse.

V.2.4.3 Conclusion sur l'excitation des modes de propagation

En conclusion, l'éclairement asymétrique de la structure est, dans la mesure du possible, à proscrire. En effet, ce type d'excitation implique l'apparition d'une combinaison linéaire des deux modes de propagation au sein des lignes CPW. De plus, l'excitation du mode pair crée une réflexion parasite à 10 ps dont l'origine n'est pas identifiée avec certitude. Il pourrait s'agir d'un couplage de mode entre le mode pair et un mode de substrat qui se réfléchit sur la face arrière. Nous pouvons noter que le mode impair ne semble pas se coupler avec ce mode de substrat. Dans la suite de ces travaux, l'excitation symétrique (éclairement et polarisation) sera donc privilégiée afin de favoriser fortement l'excitation du mode impair dans la structure.

V.2.5 Gigue temporelle du banc de mesure

Avant de procéder à la caractérisation d'un matériau, il convient enfin de vérifier la gigue temporelle de notre système de mesure car cette dernière constitue un paramètre limitant pour la mesure des faibles permittivités (cf. partie IV.3). De nombreux facteurs peuvent influer sur ce décalage temporel et il est très difficile de l'estimer théoriquement. Nous avons donc choisi de l'estimer de manière empirique en répétant un grand nombre de fois la mesure d'un signal temporel (signal transmis) à la suite. La Figure V.20 présente le résultat sur 20 mesures différentes réalisées le même jour, l'une à la suite de l'autre.

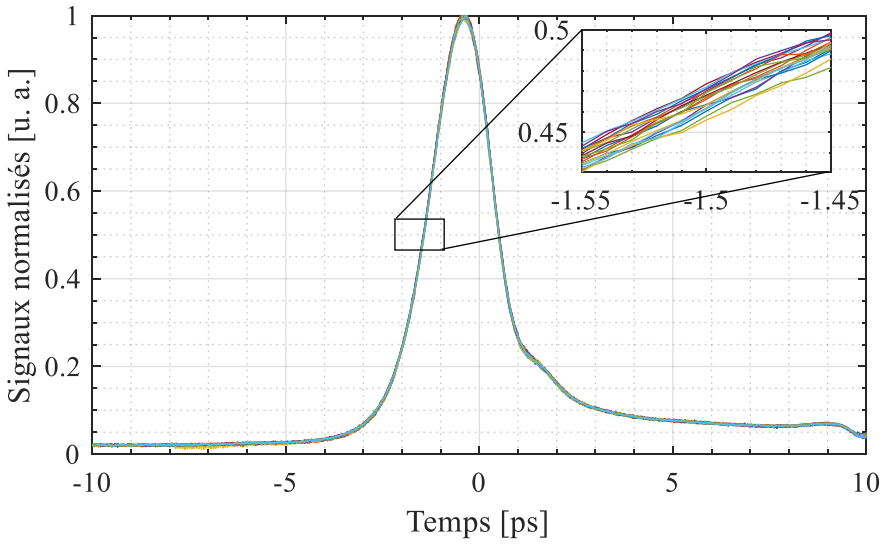


Figure V.20 – Evaluation de la gigue temporelle du système de mesure. 20 mesures ont été compilées pour une durée d'une heure d'acquisition. La gigue mesurée au niveau du front montant est estimée à 8.75 fs.

Un calcul du décalage du front montant de l'impulsion nous donne une gigue temporelle d'environs 9 fs, cependant, une étude plus approfondie est possible en calculant le spectre fréquentielle associé à chaque signal et en mesurant le déphasage entre les différentes phases comme montré sur la Figure V.21.

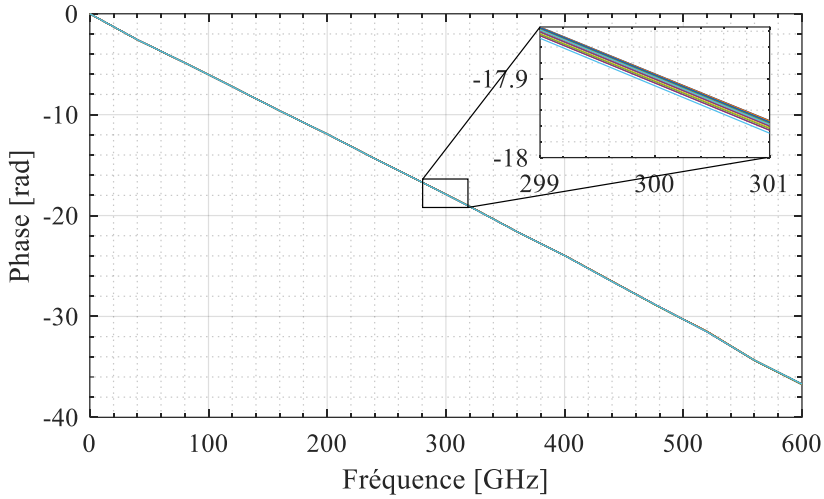


Figure V.21 – Phase des transformées de Fourier des différents signaux.

La Figure V.22 montre l'écart type calculé entre les différentes phases ainsi que le retard induit associé à ces déphasages en fonction de la fréquence.

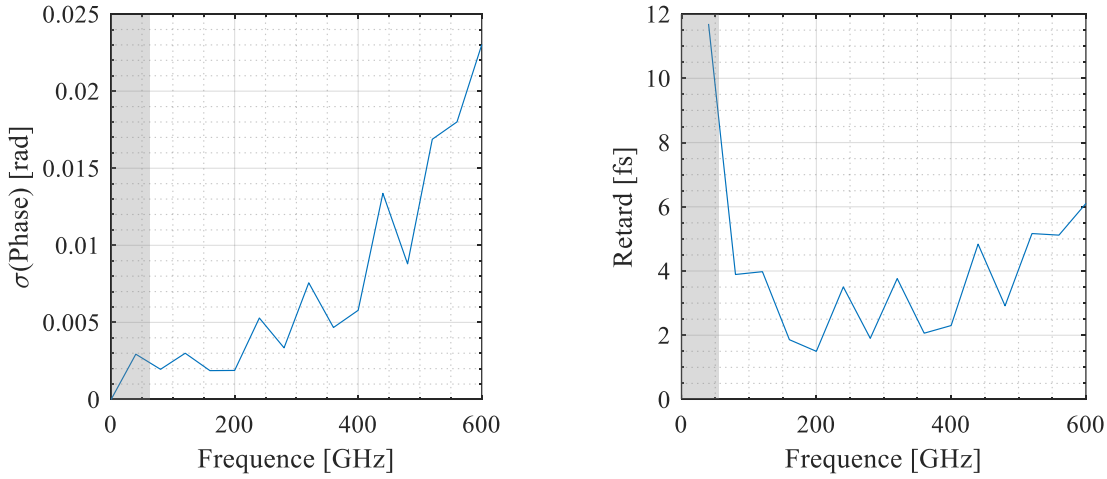


Figure V.22 – Evaluation de la gigue de phase du système de mesure en fonction de la fréquence. Ecart type des phases (a) et calcul du retard associé (b). Les zones grisées correspondent aux basses fréquences pour lesquelles la phase n'est pas déterminée.

La gigue est ici estimée à 4 fs et augmente en fonction de la fréquence. Dans la suite de ces travaux, nous allons mesurer l'indice de réfraction du glycérol. Ce dernier possède un indice de réfraction attendu d'environ 2 ce qui sera par conséquent aisément mesurable même pour des longueurs de matériau très faibles (cf. partie IV.3).

V.3 Caractérisation de l'indice de réfraction de gouttelettes de glycérol via la méthode THz-TDT

Dans un premier temps, nous caractériserons la structure sans matériau, puis nous ajouterons des gouttelettes de glycérol dans un second temps afin d'extraire l'indice de réfraction de ce dernier grâce à la méthode présentée dans le chapitre III.

V.3.1 Mesure THz-TDR/TDT du dispositif de mesure sans matériau

V.3.1.1 Mesure temporelle en réflexion

Le dispositif de mesure utilisé a une architecture de type « Générateur parallèle, détecteur parallèle, mesure parallèle » et n'est pas optimisé pour la mesure de signaux réfléchis. Cependant, sa symétrie nous permet d'envisager une mesure en réflexion et peut se révéler pertinente pour des matériaux de forte permittivité. Il est donc intéressant d'effectuer une caractérisation temporelle dans cette configuration. La configuration de mesure illustrée sur la Figure V.23 a été mise en œuvre avec le PC1 comme générateur et PC3 comme détecteur. Toutes les autres lignes sont connectées à la masse. La tension de polarisation sur le PC de génération est de -4 V et la puissance optique moyenne envoyée sur chaque PC est de 5 mW.

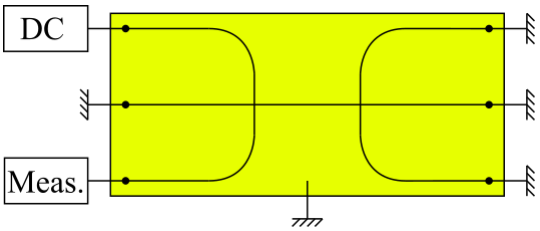


Figure V.23 – Connexion du banc de mesure pour une mesure du signal réfléchi. Le PC1 est générateur et le PC3 est détecteur.

Le résultat de mesure d'un tel montage est présenté sur la Figure V.24. L'acquisition du signal a été faite de -10 ps à 50 ps avec une résolution temporelle de 100 fs. Le temps équivalent étant par nature relatif, l'origine des temps a été arbitrairement fixée à l'instant du maximum de l'impulsion.

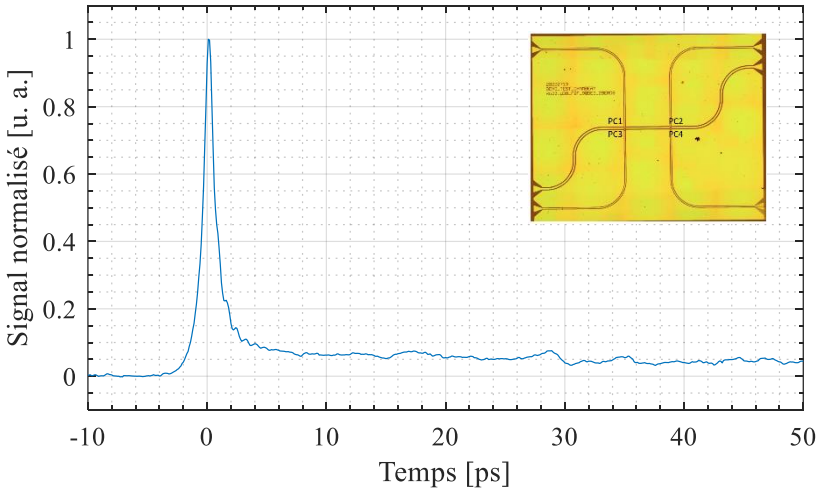


Figure V.24 – Signal issu de la mesure en réflexion (PC1-PC3) du dispositif visible en insert.

Sans matériau pour créer une discontinuité sur la ligne de transmission centrale, il peut être délicat d'interpréter cette figure. En effet, l'impulsion que nous voyons ici correspond à l'impulsion qui est générée au niveau du PC de génération (PC1) et qui est immédiatement mesurée sur le PC de détection (PC3) celle-ci n'ayant pas eu le temps de se propager dans la structure. Sa largeur à mi-hauteur est mesurée à 1.2 ps. En cas de discontinuité lors de la propagation de l'impulsion sur les lignes (à cause d'un matériau ou d'une discontinuité dans la ligne CPW), la création de signaux réfléchis serait visible

directement par l'apparition de réplica dans le signal. Nous mesurerions alors le signal incident et le signal réfléchi sur le matériau dans une seule trace temporelle. Il faudrait alors les séparer à l'aide d'un fenêtrage pour procéder à l'extraction de l'indice de réfraction. Nous pouvons également noter que les rayons de courbure choisis pour les lignes CPW d'accès ne créent pas de discontinuités visibles sur le signal et sont donc parfaitement adaptés (cf. partie IV.2.2).

V.3.1.2 Mesure temporelle en transmission

Nous pouvons également procéder à la mesure du signal temporel du dispositif en transmission. Il existe une multitude de configurations possibles selon le ou les PCs utilisés pour la génération et la détection du signal comme présenté dans la partie V.2.4. La Figure V.25 présente la configuration de mesure utilisée ici. Le PC1 sert de générateur et le PC2 de détecteur. La puissance optique moyenne utilisée est, comme précédemment, de 5 mW par faisceau et la tension de polarisation appliqué au PC de génération est de +4 V. Nous sommes donc dans une configuration asymétrique avec laquelle on excite un mélange des modes pairs et impairs (l'étude sur l'excitation des modes de propagation ayant été faite postérieurement à cette mesure).

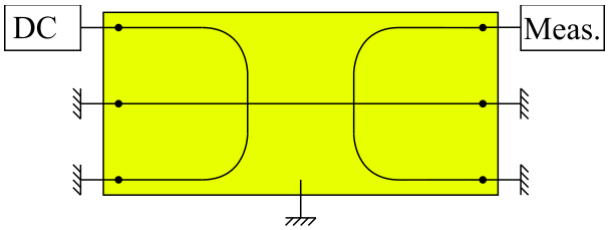


Figure V.25 – Connexion du banc de mesure pour une mesure du signal transmis.

Comme pour la mesure en réflexion, le temps équivalent étant relatif, l'origine a été arbitrairement placée au maximum de l'impulsion. L'acquisition a été effectuée de -50 ps à 200 ps avec une résolution temporelle de 100 fs. La Figure V.26 présente le résultat de la mesure.

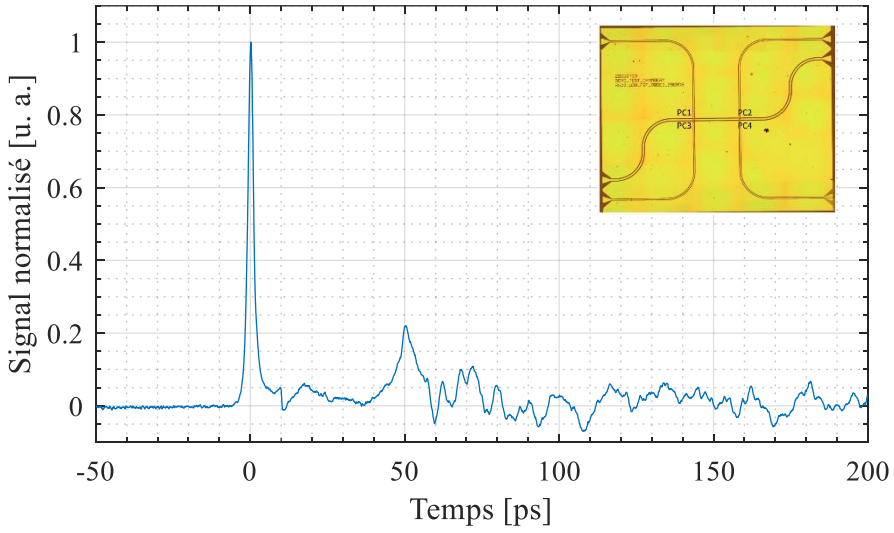


Figure V.26 – Signal issu de la mesure en transmission (PC1-PC2) du dispositif visible en insert.

Ce signal est issu du signal généré au niveau du PC1, qui s'est ensuite propagé sur les 980 µm de la ligne de transmission CPW et qui a finalement été échantillonné sur le PC2. A la différence de la mesure

du signal réfléchi, de nombreuses réflexions sont visibles dans le signal. Nous pouvons notamment observer le pic vers 50 ps qui correspond à la somme de toutes les réflexions venant des extrémités des lignes CPW (réflexions sur les pads et les bondings). Ces lignes ayant des longueurs d'environ 2500 µm (cf. Figure V.10), nous pouvons estimer approximativement la vitesse de propagation du signal à environ 100 µm/ps (soit 1×10^8 m/s) ce qui est de l'ordre de grandeur de la valeur attendue (1.13×10^8 m/s). Au-delà de 50 ps, nous observons plusieurs réflexions parasites correspondant à toutes les ondes de tension se propageant dans le dispositif. En conséquence, il est difficile d'en déterminer l'origine exacte. Avant 50 ps, deux réflexions importantes attirent notre attention. Le pic à 20 ps peut notamment être attribué au signal qui a parcouru l'aller-retour entre le PC de génération et de détection. Nous avons ainsi, avec ce dispositif de mesure, une plage de 20 ps avant la première réflexion parasite qui devra être fenêtrée pour l'extraction de la permittivité d'un matériau. Enfin, nous observons une première réflexion parasite à 10 ps qui ne peut pas être liée à une discontinuité géométrique dans notre structure et qui provient probablement d'un mode de réflexion parasite comme évoqué dans la partie V.2.4.

V.3.1.3 Limites fréquentielles du banc de mesure

La largeur à mi-hauteur du signal a été mesurée à 1.2 ps en réflexion et à 2.2 ps en transmission. Cela nous permet, en première approximation, d'estimer la limite fréquentielle haute de notre mesure à respectivement 830 GHz et 450 GHz. La différence s'explique par la présence de pertes et de dispersion dans la ligne de transmission [89].

Pour affiner cette limite, la Figure V.27 présente le module de la transformée de Fourier du pic principal de ces deux signaux (les réflexions secondaires sont fenêtrées).

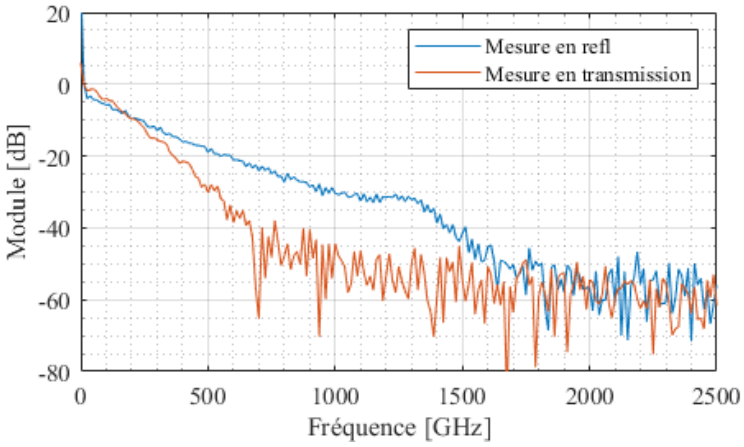


Figure V.27 – Module de la transformée de Fourier de l'impulsion principale des signaux en réflexion et en transmission.

Ils présentent une dynamique d'environs 50~60 dB et le plancher de bruit apparait aux alentours de 1.5 THz en réflexion et 600 GHz en transmission. Cela constituera donc les limites fréquentielles hautes du système de mesure.

V.3.2 Mesure THz-TDR/TDT sur dispositif de mesure chargé par une gouttelette de glycérol

Nous pouvons maintenant procéder à la mesure du même dispositif chargé d'un matériau sous test : le glycérol. Ce dernier a été choisi pour sa simplicité de dépôt (le glycérol est très visqueux), sa non

évaporation et son fort niveau de pertes diélectriques. La gouttelette de glycérol est ainsi déposée manuellement sur le dispositif de mesure et sa taille est ensuite mesurée à l'aide d'un microscope comme illustré sur la Figure V.28. Le diamètre de la gouttelette présentée dans cette figure est estimé à 400 µm pour un volume d'environ 15 nL (en supposant que la gouttelette a une forme de dôme hémisphérique).

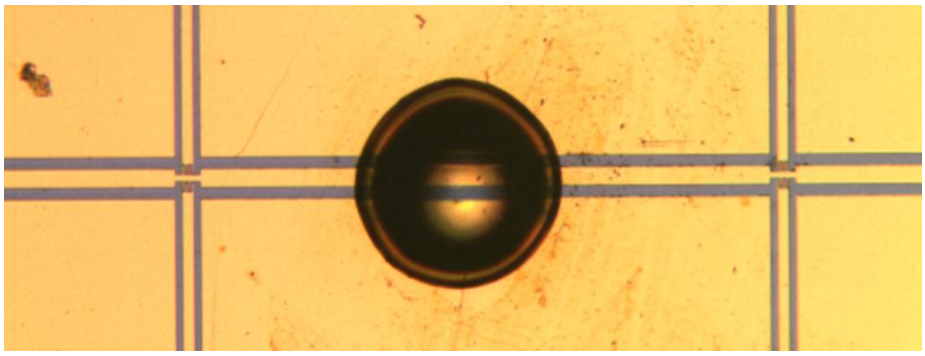


Figure V.28 – Dépôt d'une gouttelette de glycérol sur le dispositif de mesure. Sa taille est estimée à 400 µm soit 15 nL.

Dans la pratique, que ce soit en réflexion ou en transmission, la procédure de mesure est la suivante :

1. Dépôt de la gouttelette
2. Mesure de sa taille via un microscope
3. Installation du dispositif dans le banc de mesure
4. Alignement optique du banc et optimisation du signal
5. Mesure du dispositif chargé par la gouttelette
6. Nettoyage du dispositif *in-situ* avec de l'éthanol (sans démontage ni modification de l'alignement optique)
7. Mesure du dispositif non chargé par la gouttelette dans les mêmes conditions que la mesure du dispositif chargé.

V.3.2.1 Mesure temporelle en réflexion avec glycérol

Le résultat de la mesure du glycérol en réflexion est présenté sur la Figure V.29. La configuration de mesure utilisée est celle de la Figure V.23. Nous avons montré dans la partie IV.1 que les PCs doivent être illuminés avec une puissance optique moyenne d'inférieure ou égale à 1 mW pour minimiser la largeur à mi-hauteur de l'impulsion, et être polarisés à -8 V pour maximiser l'amplitude du signal. Cependant, cette étude ayant été menée postérieurement nous avons ici utilisé une polarisation de -4V sur le PC de génération et une puissance optique moyenne de 5 mW par faisceau qui représentent tout de même de très bonnes conditions d'excitation.

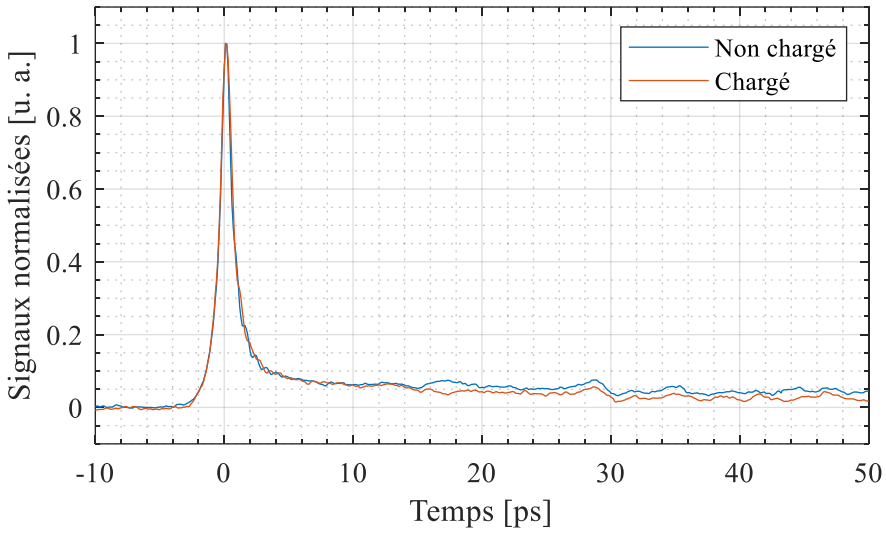


Figure V.29 – Mesure d'une gouttelette de glycérol en réflexion. Mesure de référence (courbe bleue) et mesure chargée par la gouttelette (courbe rouge).

Le pic visible dans la mesure correspond au signal généré dans la structure et n'est pas lié au matériau. Ainsi, il est clair que le glycérol ne possède pas un indice suffisamment élevé pour créer une discontinuité d'impédance responsable de réflexions visibles dans le signal. Pour mesurer ce matériau en réflexion, il faudrait ainsi disposer d'une structure plus sophistiquée dédiée à la mesure d'un signal réfléchi plus riche en information comme présenté dans la partie III.5.4. Nous n'avons malheureusement pas ce genre de dispositif de mesure à disposition et nous ne nous attarderons donc pas d'avantage sur la mesure du glycérol en réflexion.

V.3.2.2 Mesure temporelle en transmission avec glycérol

Le dispositif a été placé dans la configuration visible sur la Figure V.30. Les PCs de génération (PC1 et PC3) sont éclairés simultanément et polarisés symétriquement afin de favoriser la génération du mode de propagation impair dans la structure. Le PC2 est utilisé pour mesurer le signal. Afin de minimiser la largeur à mi-hauteur des impulsions et d'augmenter ainsi la plage fréquentielle pour l'extraction de l'indice de réfraction du MUT (*Material Under Test*), les PCs sont illuminés avec une puissance optique moyenne de 1 mW et sont polarisés à -8 V (cf. partie IV.1).

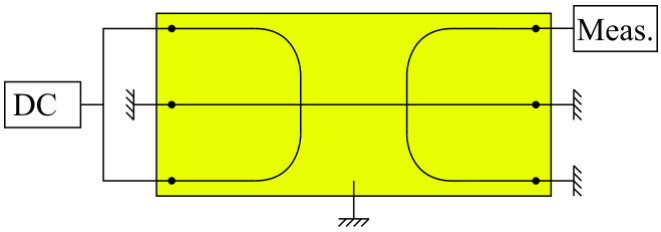


Figure V.30 – Configuration expérimentale de la mesure de glycérol en transmission.

Le résultat de la mesure du glycérol est présenté sur la Figure V.31. Le signal s'étend sur une plage temporelle de -8 ps à 8 ps (origine des temps arbitraire) avec une résolution de 10 fs afin de conserver un temps de mesure acceptable et de ne pas prendre en comptes les réflexions parasites présentes dans le signal.

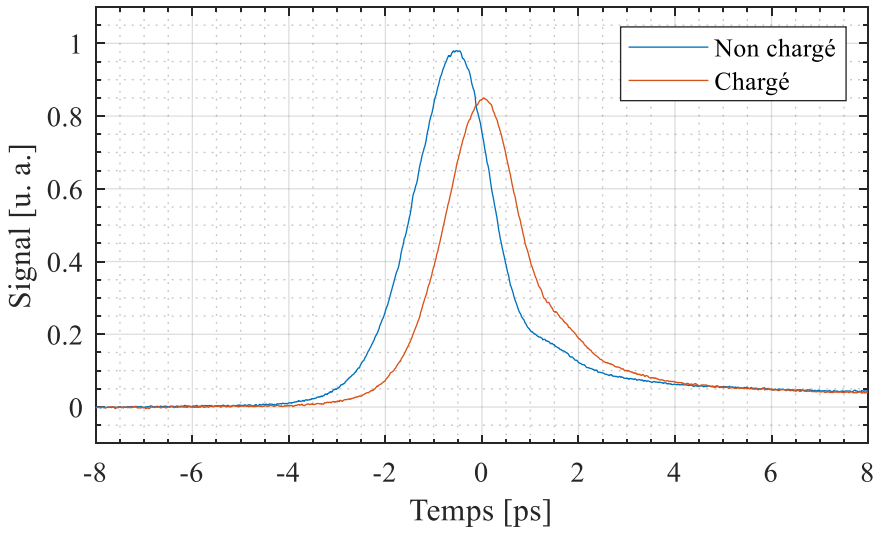


Figure V.31 – Mesure d'une gouttelette de glycérol en transmission. Mesure de référence (courbe bleue) et mesure chargée par la gouttelette (courbe rouge).

En transmission, l'impact du glycérol est clairement visible sur le signal. Nous pouvons observer un décalage temporel d'environ 490 fs et une atténuation de l'amplitude du pic d'environ 15 % entre le signal de référence (non chargé) en bleu et le signal issu du dispositif chargé par le MUT en rouge. Aucune réflexion secondaire liée à l'insertion du matériau n'est apparue dans le signal sur cette plage temporelle. Cela va dans le sens de la mesure en réflexion et tend à indiquer que le glycérol possède un faible indice de réfraction qui ne modifie par conséquent pas suffisamment l'impédance caractéristique des lignes de transmission et ne crée donc pas ou peu de réflexion.

V.3.2.3 Traitement des données et extraction de l'indice de réfraction du glycérol

Avant de procéder à l'extraction de l'indice de réfraction du glycérol, des traitements « optionnels » peuvent être appliqués aux signaux temporels. En effet, il est possible :

- de les fenêtrer dans le cas où des réflexions parasites seraient visibles,
- de procéder à du « zero padding » (prolongation artificielle du signal avec une valeur nulle).

Le « zero padding » est équivalent à une interpolation fréquentielle et permet de lisser le spectre obtenu (sans ajout d'information). Aucun de ces deux traitements n'est nécessaire ici. La Figure V.32-a et la Figure V.32-b présentent les transformées de Fourier (TF) associées aux deux signaux. Comme évoqué dans la partie V.3.1.2, le système de mesure présente 50 dB de dynamique avant le plancher de bruit qui a été estimé à 600 GHz (cf. Figure V.27). Cela constitue donc la limite fréquentielle haute de la mesure jusqu'à laquelle il sera théoriquement possible d'extraire l'indice de réfraction du MUT. La résolution fréquentielle est quant à elle de 62.5 GHz et elle est liée à la largeur réduite de la fenêtre temporelle utilisée pour cette mesure. Notons également que cette faible résolution fréquentielle engendre un effet « de lissage » des courbes fréquentielles qui paraissent exemptes de bruit.

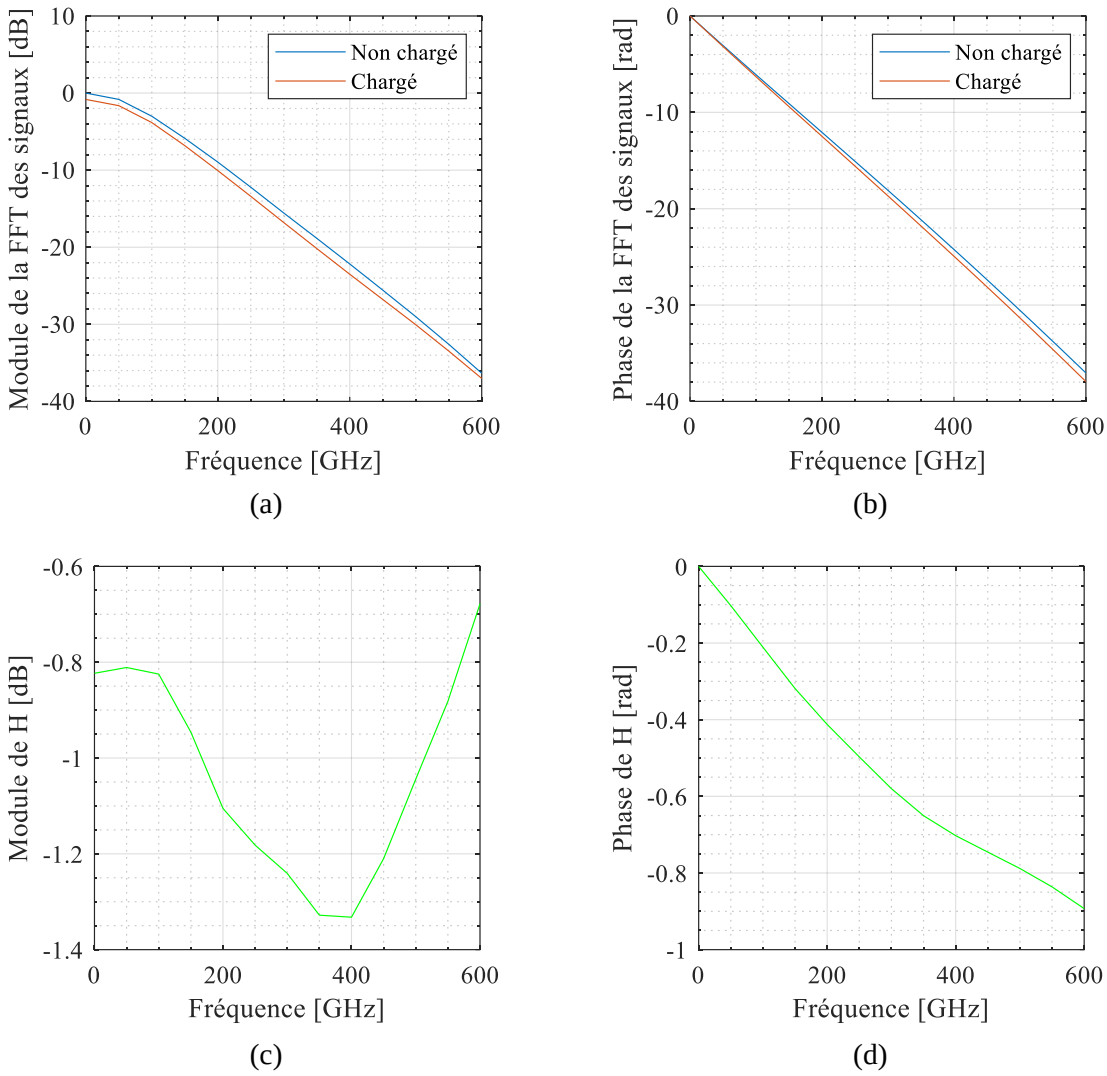


Figure V.32 – Transformées de Fourier des signaux issus de la mesure du glycérol en module (a) et en phase (b). Fonction de transfert H en module (c) et en phase (d)

La Figure V.32-c et la Figure V.32-d montrent le résultat du calcul du ratio H_{meas} correspondant au rapport complexe entre le signal issu du dispositif chargé par le glycérol par le signal issu du dispositif non chargé (cf. équation III.52). Le calcul de H est un calcul intermédiaire qui permet l'extraction de l'indice de réfraction du matériau à l'aide de retro-simulations comme décrit dans la partie III.5. Les résultats d'extraction de l'indice de réfraction du glycérol sont présentés sur la Figure V.33.

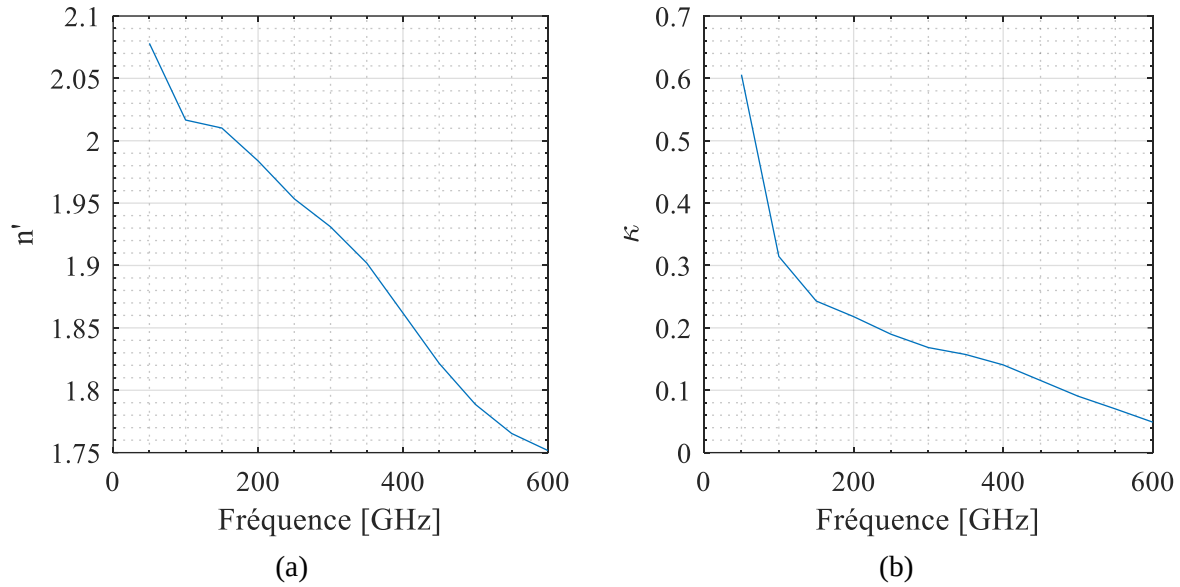


Figure V.33 – Extraction de l'indice de réfraction du glycérol pour les mesures présentées sur la Figure V.31. Partie réelle de l'indice de réfraction (a) et partie imaginaire (b).

La partie réelle de l'indice de réfraction décroit de 2.1 vers 1.75 entre 50 GHz et 600 GHz, et la partie imaginaire décroit également de 0.6 à 0.05 sur la même gamme de fréquence. L'ordre de grandeur de l'indice de réfraction du glycérol obtenu est en accord avec la valeur attendue ($n \approx 2$). Nous n'observons pas de résonance ou de relaxation sur cette gamme de fréquences.

Cette mesure seule ne permet pas de conclure sur la qualité et la validité des résultats. Ainsi, pour confirmer ces résultats et étudier la variabilité du système de mesure, différentes mesures indépendantes ont été effectuées (8 mesures) avec des dépôts de glycérol indépendant (c.-à-d des dépôts de gouttelettes différents et des mesures indépendantes avec un réalignement optique du banc de mesure effectué à pour chaque gouttelette). De plus, quelques travaux proposent une caractérisation du glycérol sur des bandes de fréquence proches de celle à laquelle nous travaillons [114] (Musina2023), [115] (Schneider1998), [116] (Kölbel2023). La Figure V.34 présente ainsi les résultats d'extraction de l'indice de réfraction du glycérol pour les 8 mesures différentes que nous avons effectuées et les compare aux données trouvées dans la littérature.

(a)

(b)

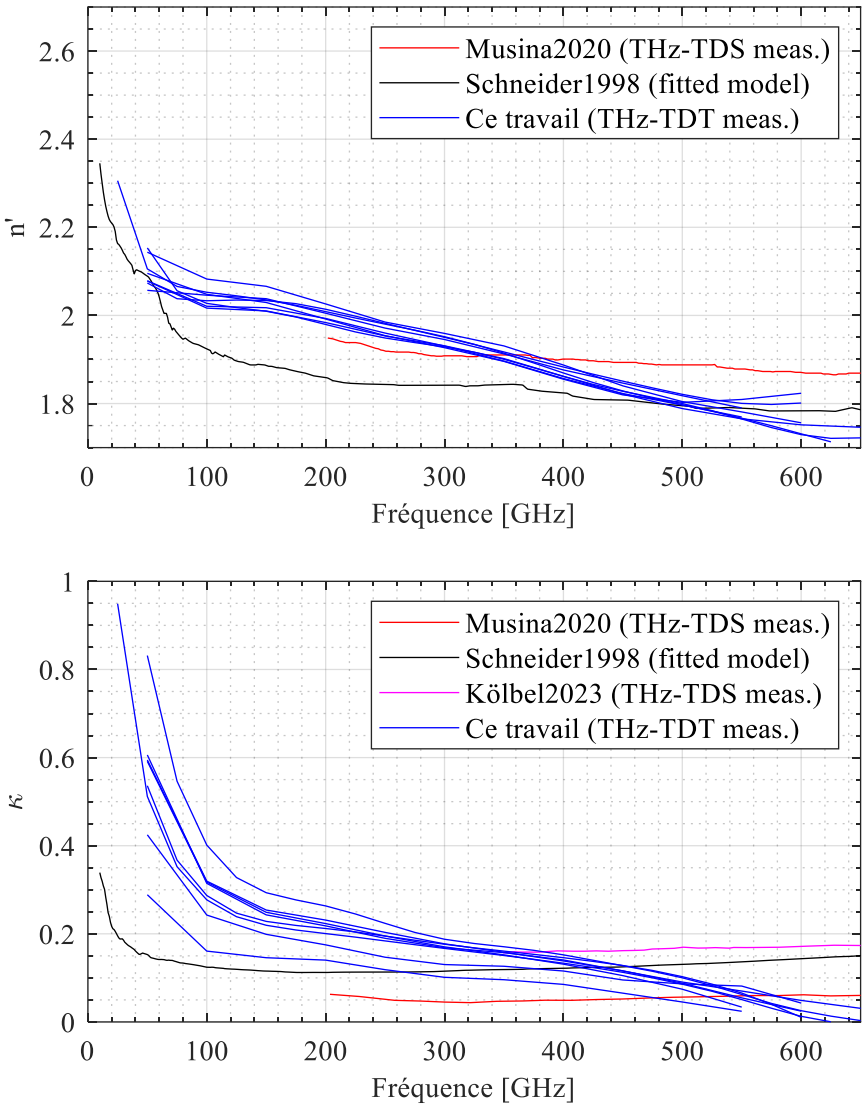


Figure V.34 – Comparaison des valeurs d'indice de réfraction extraits grâce à notre méthode de caractérisation (THz-TDT) avec les valeurs de la littérature. Partie réelle (a) et imaginaire (b) de n.

Il y a un bon accord entre nos mesures et les données issues de la littérature et, de plus, les mesures que nous avons effectuées montrent une bonne reproductibilité. Cependant, les mesures sont toujours soumises à des sources d'erreurs systématiques et aléatoires.

Par exemple, le schéma d'extraction basé sur la simulation FEM de la section transversale de la ligne de transmission introduit diverses erreurs systématiques dues aux incertitudes sur les propriétés physiques des matériaux (conductivité des conducteurs, indice de réfraction complexe du substrat) et sur les dimensions géométriques du dispositif.

D'autre part, la longueur du MUT, qui est estimée par microscopie optique, comporte également une certaine erreur systématique (mauvaise calibration de l'appareil) et une certaine erreur aléatoire (liée à l'expérimentateur).

Il est à noter que la variabilité des courbes bleues observée ici reflète uniquement les erreurs aléatoires de notre système (méthode et dispositif) de mesure.

Enfin, lister toutes ces sources d'erreurs est un travail complexe qui n'a pas été mené dans le cadre de ces travaux. Nous avons cependant mené une étude simple sur trois sources d'erreur spécifiques afin d'étudier l'impact de ces dernières et d'essayer de les quantifier. C'est l'objet de la section suivante.

V.3.2.4 Etude de sensibilité de l'indice extrait à trois données primaires par propagation d'incertitude

La longueur du MUT fait partie des données primaires qui nécessitent une mesure et c'est donc une source d'incertitude. En effet, nous pouvons imaginer que le microscope permettant cette mesure est mal étalonné et sous-estime ou surestime systématiquement la taille de l'objet mesuré. De plus, la mesure est faite manuellement par le positionnement d'une « règle » ce qui introduit nécessairement des erreurs aléatoires dans la mesure. Afin de quantifier l'impact de cette source d'erreur, nous avons procédé à l'extraction de l'indice de réfraction d'une mesure d'une gouttelette de glycérol en faisant varier la valeur de la longueur mesurée de cette dernière. Les résultats issus d'extractions portant sur une longueur majorée ou minorée de -10%, -1%, +1% et +10 % sont présentés sur la Figure V.35 (seule la partie réelle est montrée).

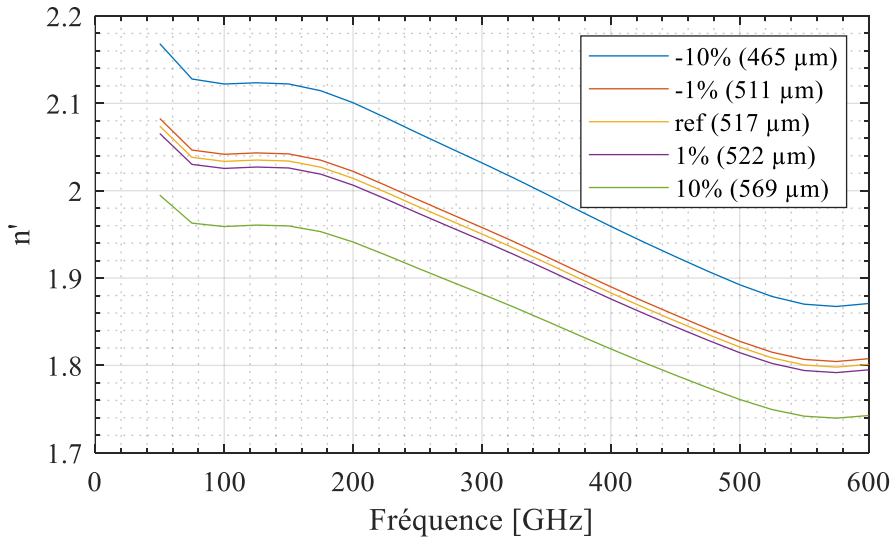


Figure V.35 – Résultat d'extraction de la partie réelle de l'indice de réfraction d'une même mesure en faisant varier la longueur supposée du matériau (-10, -1, 1 et 10 %). La courbe jaune (réf) correspond à l'extraction basée sur la (supposée) vraie longueur mesurée.

Nous pouvons voir qu'une variation sur l'estimation de la longueur du MUT impacte l'extraction en provoquant un simple décalage, identique pour toutes les fréquences. Une variation de ± 1 % de cette longueur, variation qui nous semble réaliste, provoque un décalage de $\pm 0.3 \sim 0.4$ % de l'indice de réfraction extrait. Cela correspond à la variabilité observée dans les mesures et pourrait l'expliquer en grande partie. Une variation de la longueur estimée de 10 %, qui nous semble beaucoup moins réaliste, provoque un décalage d'environ ± 4.3 % ce qui est bien plus que la variabilité observée des mesures.

Nous avons procédé de la même manière pour quantifier deux autres sources d'erreur afin d'étudier leurs impacts : la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice de réfraction supposé du substrat de GaAs. Cette nouvelle étude reste sommaire et se limite à un seul point en fréquence (nous supposons que l'impact de ces sources d'erreur est constant en fréquence) et pour une variation de 1 % sur chaque

paramètre. Ainsi, le Tableau V.2 présente les variations de l'indice de réfraction complexe du MUT extrait en fonction de la variation de l'indice de réfraction du GaAs et de la longueur du matériau.

		Indice de réfraction du substrat		**Longueur du MUT**	**Grandeur d'entrée**
		$n'_{GaAs} = 3.59$	$\kappa_{GaAs} = 0.179 \times 10^{-3}$	$l = 517\mu m$	**Valeur nominale**
		$\frac{\Delta n'_{GaAs}}{n'_{GaAs}} = 1\%$	$\frac{\Delta \kappa_{GaAs}}{\kappa_{GaAs}} = 1\%$	$\frac{\Delta l}{l} = 1\%$	**Incertitude relative estimée**
		$\Delta n'_{GaAs} = 0.036$	$\Delta \kappa_{GaAs} = 1.79 \times 10^{-6}$	$\Delta l = 5.17\mu m$	**Incertitude absolue estimée**
Indice de réfraction du MUT	$n'_{mut} = 2.014$	$\Delta n'_{mut} = 0.0067$ $\frac{\Delta n'_{mut}}{n'_{mut}} = 0.33\%$	$\Delta n'_{mut} = 0.003$ $\frac{\Delta n'_{mut}}{n'_{mut}} = 0.15\%$	$\Delta n'_{mut} = 0.0078$ $\frac{\Delta n'_{mut}}{n'_{mut}} = 0.39\%$	
	$\kappa_{mut} = 0.212$	$\Delta \kappa_{mut} = 0.0016$ $\frac{\Delta \kappa_{mut}}{\kappa_{mut}} = 0.76\%$	$\Delta \kappa_{mut} = 0.0004$ $\frac{\Delta \kappa_{mut}}{\kappa_{mut}} = 0.19\%$	$\Delta \kappa_{\mathrm{mut}} = 0.0013$ $\frac{\Delta \kappa'_{mut}}{\kappa_{mut}} = 0.62\%$	
Grandeur de sortie	**Valeur nominale**				

Tableau V.2 – Résultat de variabilité de mesure issu de la propagation d'erreur pour une fréquence donnée (200 GHz).

Le tableau récapitulatif nous apprend donc que la sensibilité de l'extraction est du même ordre de grandeur pour les trois sources d'erreurs étudiées (entre 0.15 % et 0.76 % de variation de mesure secondaire pour 1 % de variation de donnée primaire). 1 % de variation étant des erreurs relatives réalistes a priori sur ces trois grandeurs primaires, cela signifie donc qu'aucune d'elles n'est négligeable pour déterminer l'incertitude relative sur les données extraites. Le fait de disposer de données quantifiées est un premier pas vers le calcul des barres d'erreurs de la mesure de l'indice de réfraction. De plus, nous pouvons raisonnablement penser que nous avons mis en évidence les trois sources d'erreur principales sur la mesure. Il est donc souhaitable d'envisager de déterminer avec plus de précision la longueur du MUT et l'indice de réfraction complexe du GaAs.

V.4 Caractérisation du glycérol sur d'autres gammes de fréquence

Dans notre laboratoire, nous disposons d'outils permettant la mesure de matériau sur d'autres bandes de fréquence. Ainsi, pour confirmer et mettre en perspective les résultats obtenus précédemment, sur la caractérisation de l'indice de réfraction du glycérol, nous allons le caractériser via deux autres approches.

V.4.1 Mesure de l'indice de réfraction du glycérol à l'aide d'un VNA

La première d'entre elle est une mesure en basses fréquences jusqu'à 110 GHz à l'aide d'un VNA. En effet, nous disposons d'une station de mesure sous pointes Elite 300 permettant la mesure de dispositifs intégrés ; elle est combinée à un PNA-X de chez Keysight, qui, à l'aide de têtes RF multiplicatrices,

permet la mesure de paramètres S jusqu'à 110 GHz. Ainsi, pour caractériser le glycérol, des motifs spécifiques ont été réalisés sur le substrat de GaAs présenté précédemment (cf. annexe D) et sont visibles sur la Figure V.36.

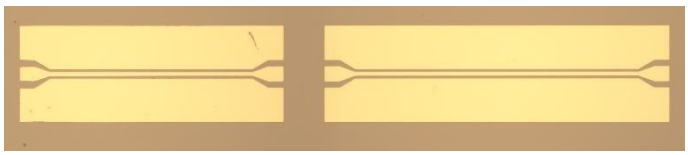


Figure V.36 – Motifs de mesure de matériau au VNA

Ces motifs sont constitués de lignes de transmission CPW (2 longueurs différentes disponibles) sur lesquelles nous pouvons déposer le glycérol. La mesure des différents motifs se fait grâce à l'utilisation de pointes RF Cascade GSG (Ground Signal Ground) 110 GHz ayant un pitch de 100 µm comme illustré sur la Figure V.37. Une calibration LRRM à l'aide d'un substrat d'étalonnage ISS 110 GHz a été mise en œuvre afin de ramener les plans de mesures des paramètres S au niveau des pointes [117].

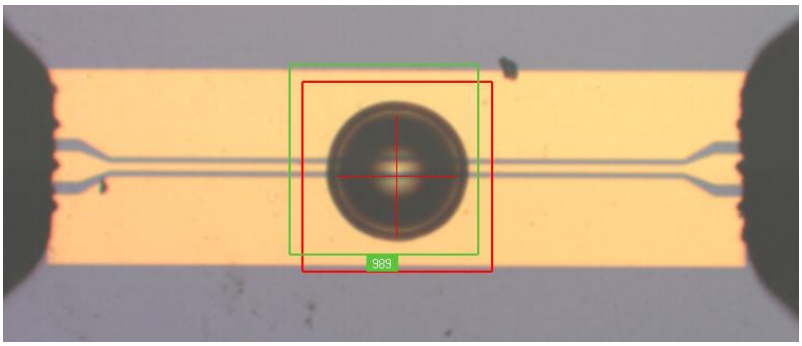


Figure V.37 – Mesure d'une gouttelette de glycérol au VNA.

Ainsi, la méthode d'extraction de l'indice de réfraction du glycérol est similaire à la méthode d'extraction différentielle « non chargé / chargé » présentée dans le chapitre III, à la différence près que la procédure commence directement avec les signaux fréquentiels. Les paramètres S de la ligne CPW sont mesurés « sans » puis « avec » le matériau sous test. A la place des mesures temporelles obtenues avec la méthode THz-TDT, l'extraction de l'indice de réfraction est effectuée avec le ratio des paramètres S_{21} ($H = S_{21}^{mut}/S_{21}^{air}$) qui sont présentés sur la Figure V.38.

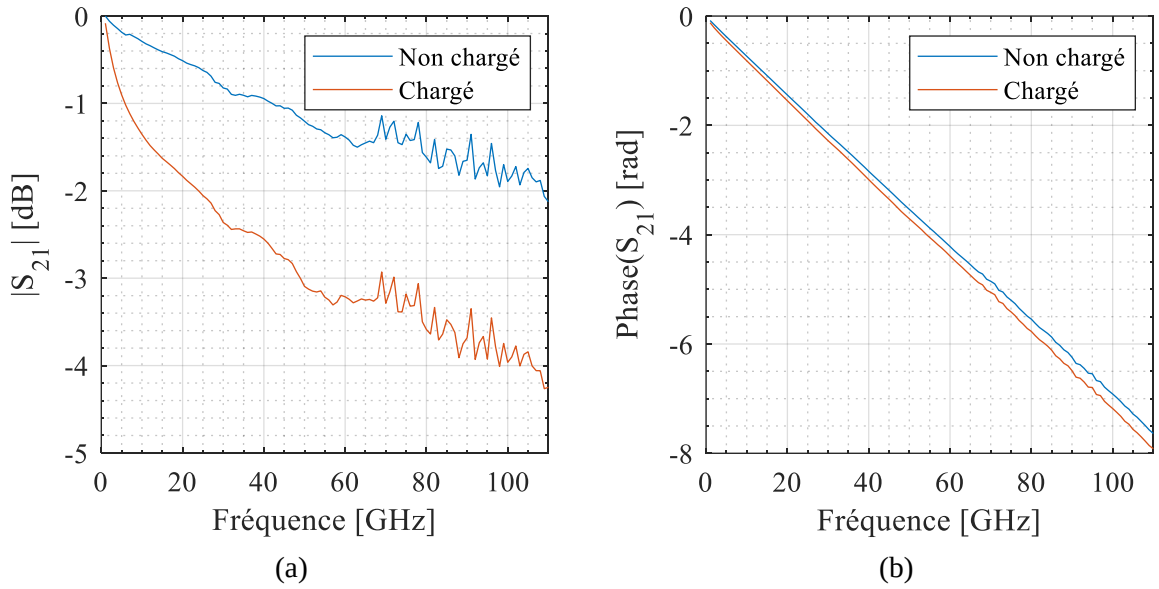


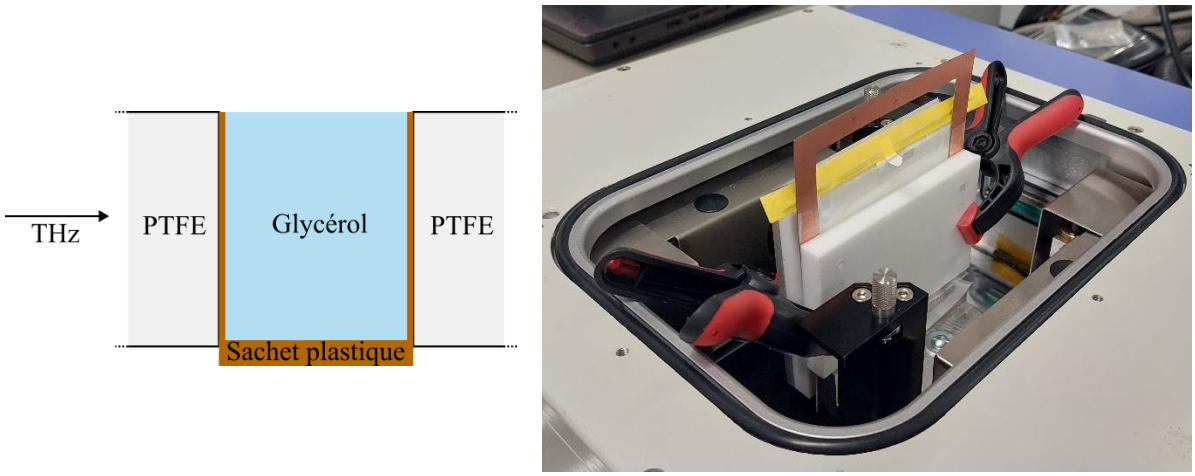
Figure V.38 – S_{21} d'une ligne non chargée (courbe bleue) et chargée (courbe rouge) par le glycérol en module (a) et en phase (b).

Nous observons un impact clair du glycérol sur le module du S_{21} entre la ligne non chargée et chargée. Cela est dû à l'absorption (pertes diélectriques) du glycérol qui fait perdre environs 2 dB d'amplitude au signal. Nous pouvons également observer un déphasage clair lié au dépôt de glycérol. Les résultats d'extractions qui ont été effectuées sur ces mesures sont présentés dans la partie V.4.3 sur la Figure V.42 afin d'être directement comparés aux autres méthodes de caractérisation.

V.4.2 Mesure de l'indice de réfraction du glycérol par THz-TDS

Nous disposons également d'appareils commerciaux permettant la mesure de matériau en espace libre via la THz-TDS (spectroscopie THz résolue en temps), notamment le spectromètre TeraPulse de chez TeraView. Il s'agit d'un système modulaire permettant la mesure de signal impulsionnel en espace libre dans diverses configurations (faisceau en onde plane ou focalisé). La mesure de liquide est relativement complexe à mettre en œuvre et nécessite la fabrication d'une cuve spécifique. Divers essais ont été menés tels que la fabrication de cuves en téflon (PTFE), de cuves en quartz, ou l'utilisation de cuves de spectroscopie. Toutes ces approches donnent des résultats similaires, nous ne présenterons donc que la première.

Nous avons fabriqué une cuve en téflon avec deux plaques suffisamment épaisses pour que les réflexions engendrées en leur sein ne soient pas visibles dans la fenêtre de mesure. Ces deux plaques sont séparées par une cale (ici un PCB de FR4) d'épaisseur connue. Ces « cuves » n'étant pas étanches, la mesure du glycérol est faite en y insérant un sachet en plastique (qui contiendra le liquide) dont l'épaisseur est de 100 µm (50 µm par feuille). Par conséquent, la mesure de référence se fait avec le sachet à vide. Une mise en œuvre de l'expérience est présentée sur la Figure V.39.



(a) (b)

Figure V.39 – Mesure de glycérol en THz-TDS via l'utilisation d'une cuve en téflon. Schéma de principe (a) et mise en œuvre expérimentale (b).

Le système est inséré dans une chambre de mesure où l'air peut être purgé grâce à l'injection d'azote. En effet, la vapeur d'eau naturellement contenue dans l'air ambiant présente des raies d'absorption du rayonnement THz ce qui perturbe la procédure d'extraction (perte du signal et discontinuité de la phase). L'utilisation d'une chambre remplie d'azote permet d'éviter ces difficultés. Les résultats de mesure pour une cuve de 770 µm sont présentés sur la Figure V.40.

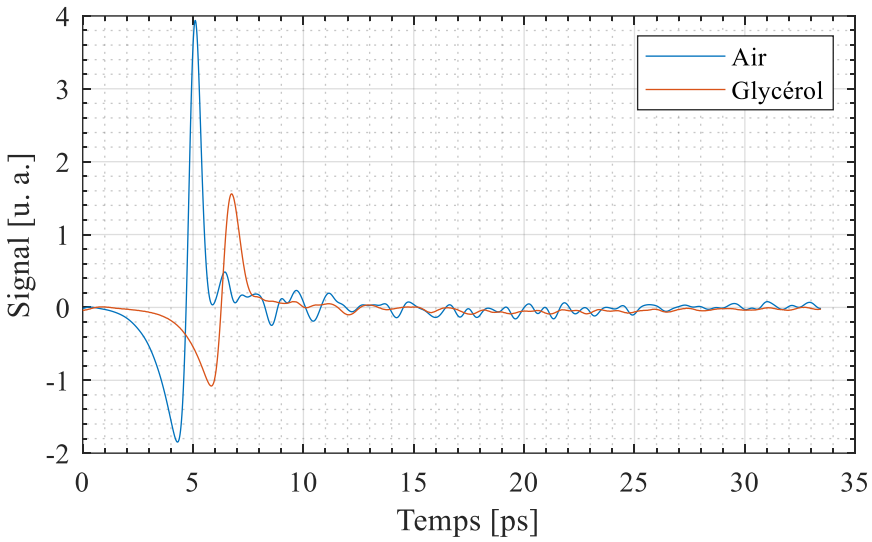


Figure V.40 –Signaux temporels issus de la mesure THz-TDS de la cuve en téflon de 770 µm vide (courbe bleue) et remplie de glycérol (courbe orange).

Une nouvelle fois, l'impact du glycérol est clairement visible sur le signal qui est atténué d'environ 50 % et retardé de 1.7 ps. Avec ces signaux, nous pouvons estimer l'indice du glycérol depuis la différence de temps de propagation entre les deux pics dt à 2.09 ($n = dt\ (c/epaisseur) + 1$). Les transformées de Fourier des signaux sont présentées sur la Figure V.41.

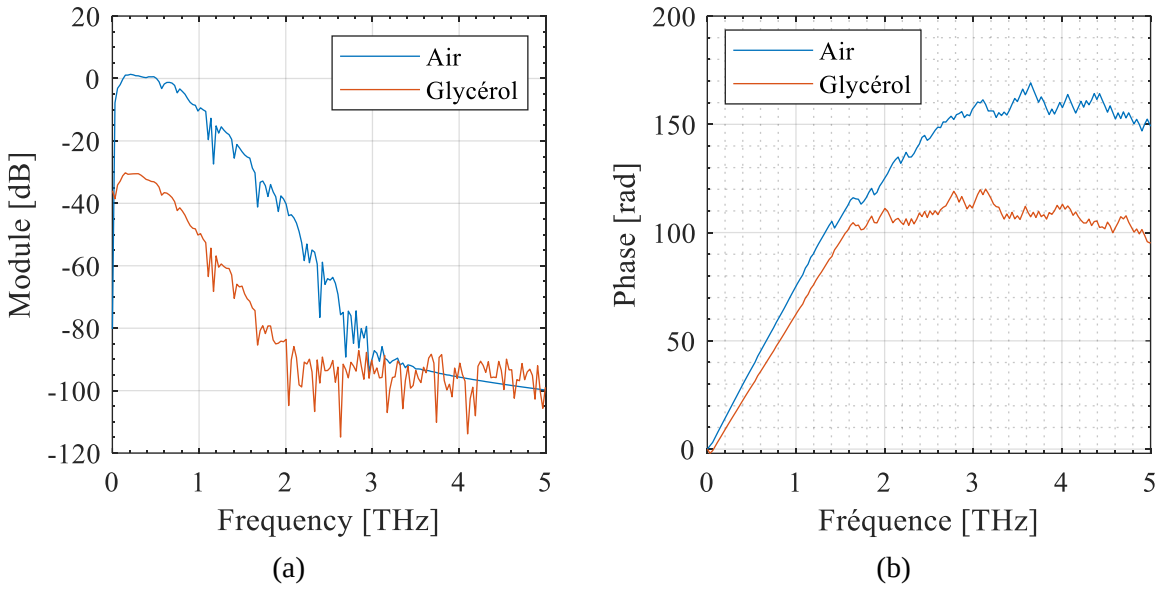


Figure V.41 – Transformée de Fourier des signaux temporels en module (a) et en phase (b).

Les spectres présentent diverses raies d'absorption du fait que l'air n'avait pas été parfaitement purgé pour cette mesure. Le signal issu de la mesure du glycérol présente une dynamique de 60 dB et le plancher de bruit se situe aux alentours de 1.7 THz. La méthode mise en œuvre pour extraire l'indice de réfraction du glycérol est celle présentée dans l'annexe A (avec, dans le cas présent, $n_{air} = n_{teflon}$ dans l'équation A.9).

V.4.3 Comparaison des résultats et validation de la méthode d'extraction

Les techniques de caractérisation présentées précédemment ont été répétées un certain nombre de fois chacune pour la mesure du glycérol afin d'estimer la variabilité de chaque approche. Ainsi pour comparer les résultats de la mesure de l'indice de réfraction du glycérol, chaque mesure fréquentielle associée à chaque technique est représentée par une courbe de la moyenne et des « barres de variabilité » pour l'écart type (à ne pas confondre avec des barres d'incertitude, nous ne disposons pas de cette information). Les résultats sont présentés sur la Figure V.42.

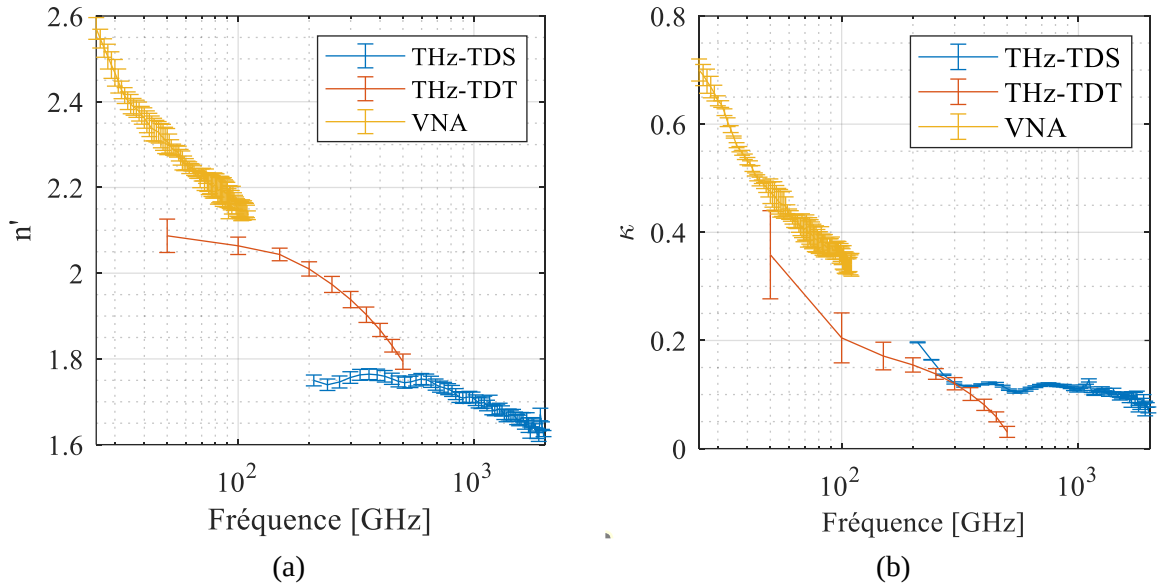


Figure V.42 – Comparaison des résultats de mesure de l'indice de réfraction du glycérol (partie réelle (a) et partie imaginaire (b)) avec des techniques différentes : VNA (courbe jaune), THz-TDT (courbe rouge) et THz-TDS (courbe bleue).

Nous observons un bon accord entre les différentes extractions et la tendance générale de l'indice de réfraction du glycérol est cohérente. Cependant, nous n'observons pas un accord parfait sur les plages de fréquence où nous avons un recouvrement. Sur la Figure V.42, la variabilité des mesures est représentée par les barres d'erreurs et ces dernières ne se recouvrent pas. Cela peut s'expliquer par la présence de sources d'erreurs systématiques dans nos extractions quelle que soit la technique de mesure employée. Réduire l'impact de ces sources d'erreurs est un travail difficile et ne sera pas abordé dans ces travaux.

V.5 Conclusion et discussion sur les limites de notre approche

En conclusion, la mise en œuvre expérimentale de cette technique de mesure comporte plusieurs aspects à prendre en considération. Avant même de mesurer des matériaux, un bon alignement optique du banc de mesure constitue une étape fondamentale et nécessite une attention toute particulière. Nous avons également abordé la problématique de la génération et de la détection des modes de propagation dans la structure CPW. Cet aspect expérimental n'est pas pris en compte dans la procédure d'extraction dans le sens où les signaux sont supposés se propager dans un mode quasi-TEM et, il est donc nécessaire d'accorder un soin tout particulier à cet aspect.

L'implémentation réelle du dispositif de mesure comporte également quelques éléments à prendre en considération pour optimiser les performances du système. Nous pouvons citer par exemple les conditions d'excitation des PCs qui, pour minimiser la largeur à mi-hauteur des impulsions générées, doivent éviter les forts éclairements et favoriser les hautes tensions de polarisation. Également, la problématique des réflexions parasites est une préoccupation majeure et doit être prise en considération lors de la conception du circuit radiofréquence. Ces réflexions, qui imposent un fenêtrage ou la réduction de la fenêtre temporelle de mesure, réduisent la résolution fréquentielle de la mesure qui lui est directement reliée.

Enfin, nous avons mis en œuvre ce dispositif de mesure dans le banc de mesure réalisé pour la caractérisation de l'indice de réfraction du glycérol. Les résultats montrent un bon accord avec la littérature et avec les résultats obtenus via l'utilisation d'autres méthodes de caractérisation, ce qui valide ainsi la procédure d'extraction que nous avons présentée dans ce manuscrit. Cependant, les nombreuses sources d'erreurs provoquent une variabilité dans les mesures non négligeable. Pour améliorer les résultats obtenus, des dispositifs sur mesure optimisés peuvent être mis en œuvre. Par exemple, l'utilisation de substrat possédant un indice de réfraction plus faible (du Quartz [77] ou des polymères [80]) pourrait améliorer la sensibilité du dispositif de mesure. De plus, la fabrication d'un système microfluidique [58] ou de géométrie connue (un réservoir par exemple [118]) permettrait une modélisation 3D fine et éliminerait les principales sources d'erreurs liées à l'évaluation optique (image prise au microscope) de la taille de la goutte.

Conclusion générale et perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont porté sur le développement d'une méthode de caractérisation de l'indice de réfraction d'un matériau, basée sur la génération et la mesure de signaux temporels THz générés à l'aide d'un laser impulsionnel. Cette approche propose plus spécifiquement la caractérisation de matériaux intégrés de faible volume et ce sur une plage de fréquence allant de de quelques dizaines de gigahertz à quelques centaines de gigahertz.

Dans les chapitres I et II, nous avons positionné notre approche vis-à-vis des méthodes de caractérisation existantes dans la littérature et présenté les différentes briques de base sur lesquelles repose le dispositif de mesure. Dans le chapitre III, nous avons présenté dans le détail la méthode d'extraction mise en œuvre ainsi qu'une chaine de simulation du système de mesure permettant de valider le bon fonctionnement de notre approche. Enfin, les chapitres IV et V ont porté sur la mise en œuvre expérimentale d'une preuve de concept d'un tel système et ont essayé d'en donner les limites et points d'amélioration.

Ainsi, nous avons montré la faisabilité d'un tel système en procédant à la caractérisation de l'indice de réfraction de gouttelettes de glycérol (d'une dizaine à une centaine de nanolitres) sur la bande 50~550 GHz. Les résultats obtenus sont très encourageants et ont été comparés à d'autres méthodes de caractérisation bien établies sur des bandes de fréquences adjacentes. Cependant, afin de préciser les applications et évolutions possibles de ce travail, il est nécessaire de déterminer ses limitations.

En effet, dans le chapitre V, nous avons noté certaines difficultés à la mise en œuvre du système de mesure causant des incertitudes expérimentales assez importantes. La question de l'alignement optique, de la reproductibilité des conditions de mesure ou encore de l'écart entre le modèle utilisé dans la procédure d'extraction et le dépôt réel du matériau introduisent des erreurs (systématiques et aléatoires) non négligeables. Pour diminuer la variabilité de notre expérience, de nombreuses pistes peuvent être envisagées tant sur l'amélioration du banc expérimental que du dispositif de mesure. Par exemple, il est possible d'envisager le fibrage du banc de mesure afin de coller les fibres sur les photocommutateurs de génération et de détection afin d'éliminer toute incertitude sur le positionnement des faisceaux et la reproductibilité de l'alignement optique. Il est également possible d'envisager la fabrication de cuves ou d'un système microfluidique afin d'éliminer les incertitudes sur la taille et la forme du matériau sous test.

La seconde limitation porte sur la résolution fréquentielle réduite de notre approche. En effet, dans le chapitre V, la résolution fréquentielle de l'extraction de l'indice de réfraction du glycérol était d'une cinquantaine de gigahertz. Cela représente, sur la gamme 50~550 GHz, une dizaine de points ce qui est relativement peu comparativement aux autres méthodes de caractérisation. Il est clair qu'une approche temporelle ne pourra jamais être aussi bien résolue qu'une approche fréquentielle, mais cela peut tout de même être amélioré. En effet, la résolution fréquentielle dépend exclusivement de la plage temporelle de mesure du signal, elle-même contrainte par les réflexions parasites présentes dans le signal et devant être supprimées. Ainsi, pour augmenter cette durée de mesure, il est nécessaire de concevoir des dispositifs permettant de repousser au maximum ces réflexions via, par exemple, l'utilisation de très

longues ligne de transmission [85], l'utilisation de coupleurs ou encore d'absorbeurs placés en bout de ligne [80]. Ces deux dernières solutions ne sont pas aisées à mettre en œuvre pour des signaux large bande tels que les impulsions THz et nécessiteraient une étude spécifique et approfondie.

Une dernière limitation concerne la sensibilité du système de mesure. Ce point a été peu abordé dans ce manuscrit car l'étude de la sensibilité est complexe et n'a pas pu être menée dans le cadre de cette thèse. Cependant, nous supposons que l'utilisation d'un substrat de GaAs, possédant un indice de réfraction plutôt élevé, peut « masquer » l'effet d'un matériau d'indice plus faible déposé au-dessus de la structure. En effet, le champ électromagnétique se propageant le long de la ligne de transmission est principalement concentré dans les zones à forte permittivité diélectrique, c'est-à-dire dans le cas présent, dans le substrat de GaAs plutôt que dans l'échantillon de plus faible permittivité. Ainsi, il serait préférable d'utiliser des substrats d'indice plus faible afin d'améliorer la sensibilité du système. Dans la littérature, nous pouvons noter que des travaux sur des structures similaires privilégient l'utilisation de quartz [57] ou encore de polymères [80] comme substrat. Cependant, changer ce dernier complexifie la fabrication du dispositif de mesure en nécessitant l'utilisation d'une technique de report de patchs de LTG-GaAs pour la fabrication des photocommutateurs [80], [119].

Pour conclure, plusieurs perspectives peuvent être envisagées pour la continuité de ces travaux :

- La mesure d'autres matériaux, que ce soit en termes de gamme d'indice de réfraction ou de forme géométrique. En effet, dans le chapitre IV nous avons présenté une étude sur les limites de notre système de mesure mais cela reste limité et nécessiterait une étude approfondie complétée par une approche expérimentale. La mesure de matériau solide est également une problématique qui doit être adressée et qui pose de nombreux problèmes expérimentaux (technique de dépôt et présence de gaps d'air entre la structure et le matériau par exemple). Des tentatives ont été menées dans le cadre de cette thèse et ont notamment abouti à la fabrication d'un dispositif destiné à la mesure de résine de lithographie (cf. annexe D). Malheureusement, ces travaux ont été infructueux du fait de problème de fabrication lié au dépôt de la résine.
- L'adaptation de cette méthode de caractérisation à la mesure d'autres propriétés des matériaux telles que la conductivité électrique (en substituant les conducteurs de la ligne de transmission). Cette perspective permet d'imaginer une application de notre approche pour l'étude des matériaux 2D du type « gaz d'électrons » utilisée dans les applications quantiques, comme celles développées par l'Institut Néel avec lequel nous avons réalisé les dispositifs. De plus, des tentatives ont également été menées sur ce sujet dans le cadre de cette thèse et portaient sur la caractérisation de la conductivité de l'ITO (cf. annexe D) mais ces dernières ont également été infructueuses du fait de problèmes de fabrication menant à la destruction des structures nécessaires à la procédure d'extraction.
- La conception de dispositifs de tests intégrés à trois impulsions femtosecondes au lieu de deux (nécessitant donc trois photocommutateurs ou bien mettant en œuvre une double impulsion sur le même photocommutateur) permettant la mesure simultanée des signaux incident, transmis et réfléchi. Cela rendrait alors possible la caractérisation de tous types de matériaux et la mesure de la matrice de paramètres de diffusion (« paramètres S ») de dispositifs intégrés.

Bibliographie

[1] F. Horner, T. A. Taylor, R. Dunsmuir, J. Lamb, et W. Jackson, « Resonance methods of dielectric measurement at centimetre wavelengths », *Journal of the Institution of Electrical Engineers - Part III: Radio and Communication Engineering*, vol. 93, nº 21, p. 53-68, janv. 1946, doi: 10.1049/ji-3-2.1946.0010.

[2] S. Li, C. Akyel, et R. G. Bosisio, « Precise Calculations and Measurements on the Complex Dielectric Constant of Lossy Materials Using TM/sub 010/ Cavity Perturbation Techniques », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 29, nº 10, p. 1041-1048, oct. 1981, doi: 10.1109/TMTT.1981.1130496.

[3] U. Rosenberg et S. Amari, « Novel coupling schemes for microwave resonator filters », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 50, nº 12, p. 2896-2902, déc. 2002, doi: 10.1109/TMTT.2002.805171.

[4] J. Krupka, « Frequency domain complex permittivity measurements at microwave frequencies », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 17, nº 6, p. R55, avr. 2006, doi: 10.1088/0957-0233/17/6/R01.

[5] T. M. Hirvonen, P. Vainikainen, A. Lozowski, et A. V. Raisanen, « Measurement of dielectrics at 100 GHz with an open resonator connected to a network analyzer », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 45, nº 4, p. 780-786, août 1996, doi: 10.1109/19.516996.

[6] T. Chretiennot, D. Dubuc, et K. Grenier, « A Microwave and Microfluidic Planar Resonator for Efficient and Accurate Complex Permittivity Characterization of Aqueous Solutions », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 61, nº 2, p. 972-978, févr. 2013, doi: 10.1109/TMTT.2012.2231877.

[7] J. Sheen, « A dielectric resonator method of measuring dielectric properties of low loss materials in the microwave region », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 19, nº 5, p. 055701, avr. 2008, doi: 10.1088/0957-0233/19/5/055701.

[8] K. Kurokawa, « Power Waves and the Scattering Matrix », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 13, nº 2, p. 194-202, mars 1965, doi: 10/bdxqv3.

[9] T. P. Marsland et S. Evans, « Dielectric measurements with an open-ended coaxial probe », *IEE Proceedings H (Microwaves, Antennas and Propagation)*, vol. 134, nº 4, p. 341-349, août 1987, doi: 10.1049/ip-h-2.1987.0068.

[10] D. Munalli, M. T. A. Qaseer, et R. Zoughi, « Modified Waveguide-Based Method for Microwave Characterization of High-Loss Materials », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 71, p. 1-10, 2022, doi: 10.1109/TIM.2022.3156986.

[11] M. D. Janezic et J. A. Jargon, « Complex permittivity determination from propagation constant measurements », *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 9, nº 2, p. 76-78, févr. 1999, doi: 10.1109/75.755052.

[12] D. K. Ghodgaonkar, V. V. Varadan, et V. K. Varadan, « A free-space method for measurement of dielectric constants and loss tangents at microwave frequencies », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 38, nº 3, p. 789-793, juin 1989, doi: 10.1109/19.32194.

[13] C. A. Grosvenor, R. T. Johnk, J. Baker-Jarvis, M. D. Janezic, et B. Riddle, « Time-Domain Free-Field Measurements of the Relative Permittivity of Building Materials », *IEEE Transactions on*

Instrumentation and Measurement, vol. 58, nº 7, p. 2275-2282, juill. 2009, doi: 10.1109/TIM.2009.2013916.

[14] H. Mariam, P. Poulichet, H. Takhedmit, F. Deshours, E. Richalot, et O. Français, « Accurate Characterization by Dielectric Spectroscopy up to 25 GHz of Nano-Liter Range Liquid Volume Within a Microfluidic Channel », *IEEE Sensors Journal*, vol. 22, nº 4, p. 3553-3564, févr. 2022, doi: 10.1109/JSEN.2021.3138771.

[15] M. Venkatesh et G. Raghavan, « An overview of dielectric properties measuring techniques », *Canadian biosystems engineering*, vol. 47, nº 7, p. 15--30, 2005.

[16] D. F. Williams, C. M. Wang, et U. Arz, « An optimal multiline TRL calibration algorithm », in *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 2003*, juin 2003, p. 1819-1822 vol.3. doi: 10.1109/MWSYM.2003.1210494.

[17] H. N. Lakhamawad *et al.*, « Molecular interaction between thiamine hydrochloride-DMSO binary mixture: a TDR spectroscopic approach », *Physics and Chemistry of Liquids*, vol. 0, nº 0, p. 1-6, 2024, doi: 10.1080/00319104.2024.2344169.

[18] R. Cole, « Time domain reflectometry », *Annual review of physical chemistry*, vol. 28, nº 1, p. 283-300, 1977.

[19] P. Ferrari, « Analyse de réseau dans le domaine temporel, méthodes de calibrage d'un système de réflectométrie rapide », These de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, Grenoble, 1992.

[20] E. Pettinelli, A. Cereti, A. Galli, et F. Bella, « Time domain reflectometry: Calibration techniques for accurate measurement of the dielectric properties of various materials », *Review of Scientific Instruments*, vol. 73, nº 10, p. 3553-3562, oct. 2002, doi: 10.1063/1.1502015.

[21] A. Deutsch *et al.*, « Application of the Short-Pulse Propagation Technique for Broadband Characterization of PCB and Other Interconnect Technologies », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 52, nº 2, p. 266-287, mai 2010, doi: 10.1109/TEMC.2009.2037971.

[22] J. Hammler, A. J. Gallant, et C. Balocco, « Free-Space Permittivity Measurement at Terahertz Frequencies With a Vector Network Analyzer », *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 6, nº 6, p. 817-823, nov. 2016, doi: 10.1109/TTHZ.2016.2609204.

[23] D. Auston, « Impulse response of photoconductors in transmission lines », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 19, nº 4, p. 639-648, avr. 1983, doi: 10/fbhcfd.

[24] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, et H. Heynau, « SELF MODE-LOCKING OF LASERS WITH SATURABLE ABSORBERS », *Applied Physics Letters*, vol. 8, nº 7, p. 174-176, avr. 1966, doi: 10.1063/1.1754541.

[25] Y. Laamiri, F. Garet, et J.-L. Coutaz, « Thin-film characterization by terahertz time-domain spectroscopy using grating-assisted excitation of guided modes », *Applied Physics Letters*, vol. 94, nº 7, p. 071106, févr. 2009, doi: 10.1063/1.3085996.

[26] W. Withayachumnankul *et al.*, « Sub-diffraction thin-film sensing with planar terahertz metamaterials », *Opt. Express, OE*, vol. 20, nº 3, p. 3345-3352, janv. 2012, doi: 10.1364/OE.20.003345.

[27] C. Wood, J. Cunningham, I. C. Hunter, P. Tosch, E. H. Linfield, et A. G. Davies, « On-chip pulsed terahertz systems and their applications », *Int J Infrared Milli Waves*, vol. 27, nº 4, p. 557-569, avr. 2006, doi: 10.1007/s10762-006-9107-6.

[28] D.-Y. Kong *et al.*, « High resolution continuous wave terahertz spectroscopy on solid-state samples with coherent detection », *Opt. Express, OE*, vol. 26, nº 14, p. 17964-17976, juill. 2018, doi: 10.1364/OE.26.017964.

[29] A. Roggenbuck *et al.*, « Coherent broadband continuous-wave terahertz spectroscopy on solid-state samples », *New J. Phys.*, vol. 12, nº 4, p. 043017, avr. 2010, doi: 10.1088/1367-2630/12/4/043017.

[30] N. M. Burford et M. O. El-Shenawee, « Review of terahertz photoconductive antenna technology », *Optical Engineering*, vol. 56, nº 1, p. 010901, janv. 2017, doi: 10.1117/1.oe.56.1.010901.

[31] C. Bernerd, « Génération d'ondes TeraHertz par Différence de Fréquence », phdthesis, Université Grenoble Alpes, 2018. Consulté le: 20 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://theses.hal.science/tel-01980201

[32] G. Gallot et D. Grischkowsky, « Electro-optic detection of terahertz radiation », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, vol. 16, nº 8, p. 1204-1212, août 1999, doi: 10.1364/JOSAB.16.001204.

[33] J.-L. Coutaz, F. Garet, et V. P. Wallace, *Principles of Terahertz Time-Domain Spectroscopy*. New York: Jenny Stanford Publishing, 2018. doi: 10.1201/b22478.

[34] J.-L. Coutaz *et al.*, *Optoélectronique térahertz*. Les Ulis: EDP Sciences, 2008.

[35] L. Duvillaret, F. Garet, et J.-L. Coutaz, « A reliable method for extraction of material parameters in terahertz time-domain spectroscopy », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 2, nº 3, p. 739-746, sept. 1996, doi: 10.1109/2944.571775.

[36] J. F. O'Hara, W. Withayachumnankul, et I. Al-Naib, « A Review on Thin-film Sensing with Terahertz Waves », *J Infrared Milli Terahz Waves*, vol. 33, nº 3, p. 245-291, mars 2012, doi: 10.1007/s10762-012-9878-x.

[37] D. Hashimshony, I. Geltner, G. Cohen, Y. Avitzour, A. Zigler, et C. Smith, « Characterization of the electrical properties and thickness of thin epitaxial semiconductor layers by THz reflection spectroscopy », *Journal of Applied Physics*, vol. 90, nº 11, p. 5778-5781, déc. 2001, doi: 10.1063/1.1412574.

[38] Z. Jiang, M. Li, et X.-C. Zhang, « Dielectric constant measurement of thin films by differential time-domain spectroscopy », *Applied Physics Letters*, vol. 76, nº 22, p. 3221-3223, mai 2000, doi: 10.1063/1.126587.

[39] M. Li *et al.*, « Dielectric constant measurement of thin films using goniometric terahertz time-domain spectroscopy », *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 7, p. 624-629, août 2001, doi: 10.1109/2944.974234.

[40] G. Gallot, S. P. Jamison, R. W. McGowan, et D. Grischkowsky, « Terahertz waveguides », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, vol. 17, nº 5, p. 851-863, mai 2000, doi: 10.1364/JOSAB.17.000851.

[41] T.-I. Jeon, J. Zhang, et D. Grischkowsky, « THz Sommerfeld wave propagation on a single metal wire », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, nº 16, p. 161904, avr. 2005, doi: 10.1063/1.1904718.

[42] M. Wachter, M. Nagel, et H. Kurz, « Sommerfeld Wires at Terahertz Frequencies », in *2006 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, juin 2006, p. 1299-1302. doi: 10.1109/MWSYM.2006.249468.

[43] G. Goubau, « Single-Conductor Surface-Wave Transmission Lines », *Proceedings of the IRE*, vol. 39, nº 6, p. 619-624, juin 1951, doi: 10.1109/JRPROC.1951.233782.

[44] R. Mendis et D. Grischkowsky, « Undistorted guided-wave propagation of subpicosecond terahertz pulses », *Opt. Lett., OL*, vol. 26, nº 11, p. 846-848, juin 2001, doi: 10.1364/OL.26.000846.

[45] J. S. Melinger, S. S. Harsha, N. Laman, et D. Grischkowsky, « Guided-wave terahertz spectroscopy of molecular solids [Invited] », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, vol. 26, nº 9, p. A79-A89, sept. 2009, doi: 10.1364/JOSAB.26.000A79.

[46] J. Zhang et D. Grischkowsky, « Waveguide terahertz time-domain spectroscopy of nanometer water layers », *Opt. Lett., OL*, vol. 29, nº 14, p. 1617-1619, juill. 2004, doi: 10.1364/OL.29.001617.

[47] N. Laman, S. S. Harsha, D. Grischkowsky, et J. S. Melinger, « High-Resolution Waveguide THz Spectroscopy of Biological Molecules », *Biophysical Journal*, vol. 94, nº 3, p. 1010-1020, févr. 2008, doi: 10.1529/biophysj.107.113647.

[48] M. Y. Frankel, « Optoelectronic techniques for ultrafast device network analysis to 700 GHz », *Opt Quant Electron*, vol. 28, nº 7, p. 783-800, juill. 1996, doi: 10.1007/BF00820149.

[49] K. Ogawa, J. Allam, N. de B. Baynes, J. R. A. Cleaver, T. Mishima, et I. Ohbu, « Ultrafast characterization of an in-plane gate transistor integrated with photoconductive switches », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, nº 10, p. 1228-1230, mars 1995, doi: 10/dxk9qm.

[50] M. Bieler, H. Füser, et K. Pierz, « Time-Domain Optoelectronic Vector Network Analysis on Coplanar Waveguides », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 63, nº 11, p. 3775-3784, nov. 2015, doi: 10.1109/TMTT.2015.2481426.

[51] M. Bieler *et al.*, « Broadband characterization of a microwave probe for picosecond electrical pulse measurements », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 15, nº 9, p. 1694-1701, juill. 2004, doi: 10.1088/0957-0233/15/9/004.

[52] M. Nagel, P. H. Bolivar, M. Brucherseifer, H. Kurz, A. Bosserhoff, et R. Büttner, « Integrated planar terahertz resonators for femtomolar sensitivity label-free detection of DNA hybridization », *Appl. Opt., AO*, vol. 41, nº 10, p. 2074-2078, avr. 2002, doi: 10/chnqvs.

[53] J. Cunningham, M. Byrne, P. Upadhya, M. Lachab, E. H. Linfield, et A. G. Davies, « Terahertz evanescent field microscopy of dielectric materials using on-chip waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, nº 3, p. 032903, janv. 2008, doi: 10.1063/1.2835705.

[54] N. C. Hunter, « Picosecond Pulse Measurements of Graphene », phd, University of Leeds, 2015. Consulté le: 31 août 2021. [En ligne]. Disponible sur: https://etheses.whiterose.ac.uk/11634/

[55] P. Gallagher *et al.*, « Quantum-critical conductivity of the Dirac fluid in graphene », *Science*, vol. 364, nº 6436, p. 158-162, avr. 2019, doi: 10.1126/science.aat8687.

[56] R. Sprik, I. N. Duling III, C. -C. Chi, et D. Grischkowsky, « Far infrared spectroscopy with subpicosecond electrical pulses on transmission lines », *Applied Physics Letters*, vol. 51, nº 7, p. 548-550, août 1987, doi: 10.1063/1.98395.

[57] M. Swithenbank *et al.*, « On-Chip Terahertz-Frequency Measurements of Liquids », *Anal. Chem.*, vol. 89, nº 15, p. 7981-7987, août 2017, doi: 10.1021/acs.analchem.7b01235.

[58] M. Swithenbank, « Terahertz Spectroscopy in Microfluidic Systems », phd, University of Leeds, 2017. Consulté le: 1 septembre 2021. [En ligne]. Disponible sur: https://etheses.whiterose.ac.uk/18515/

[59] M. E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha, et D. Harter, « Fiber-lasers for ultrafast optics », *Appl Phys B*, vol. 65, nº 2, p. 259-275, août 1997, doi: 10.1007/s003400050272.

[60] K. Yamane, Z. Zhang, K. Oka, R. Morita, M. Yamashita, et A. Suguro, « Optical pulse compression to 3.4fs in the monocycle region by feedback phase compensation », *Opt. Lett., OL*, vol. 28, nº 22, p. 2258-2260, nov. 2003, doi: 10.1364/OL.28.002258.

[61] J. Kim et Y. Song, « Ultralow-noise mode-locked fiber lasers and frequency combs: principles, status, and applications », *Advances in Optics and Photonics*, vol. 8, p. 465-540, août 2016, doi: 10.1364/AOP.8.000465.

[62] M. Wollenhaupt, A. Assion, et T. Baumert, *Femtosecond Laser Pulses: Linear Properties, Manipulation, Generation and Measurement*. 2007, p. 937. doi: 10.1007/978-0-387-30420-5_12.

[63] D. H. Auston, « Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon », *Applied Physics Letters*, vol. 26, nº 3, p. 101-103, févr. 1975, doi: 10.1063/1.88079.

[64] M. C. Hoffmann et P. U. Jepsen, « Novel techniques in THz-time-domain-spectroscopy », Doctoral thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2006. Consulté le: 8 juillet 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://freidok.uni-freiburg.de/data/2533

[65] I. S. Gregory, C. M. Tey, A. G. Cullis, M. J. Evans, H. E. Beere, et I. Farrer, « Two-trap model for carrier lifetime and resistivity behavior in partially annealed GaAs grown at low temperature », *Phys. Rev. B*, vol. 73, nº 19, p. 195201, mai 2006, doi: 10.1103/PhysRevB.73.195201.

[66] H. Eusebe, J.-F. Roux, F. Garet, J.-L. Coutaz, A. Krotkus, et K. Bertulis, « Carriers dynamics measurements in ultrafast photoconductive switches for THz applications », in *Infrared and Millimeter Waves, Conference Digest of the 2004 Joint 29th International Conference on 2004 and 12th International Conference on Terahertz Electronics, 2004.*, sept. 2004, p. 365-366. doi: 10.1109/ICIMW.2004.1422111.

[67] S. Gupta *et al.*, « Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, nº 25, p. 3276-3278, déc. 1991, doi: 10.1063/1.105729.

[68] J.-F. Roux, J.-L. Coutaz, et A. Krotkus, « Time-resolved reflectivity characterization of polycrystalline low-temperature-grown GaAs », *Applied Physics Letters*, vol. 74, nº 17, p. 2462-2464, avr. 1999, doi: 10.1063/1.123881.

[69] H. Eusèbe, « Etude théorique et expérimentale de la génération térahertz par photocommutation dans des composants en GaAs basse température », phdthesis, Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2004. Consulté le: 31 août 2021. [En ligne]. Disponible sur: https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00009562

[70] C. W. Berry, N. Wang, M. R. Hashemi, M. Unlu, et M. Jarrahi, « Significant performance enhancement in photoconductive terahertz optoelectronics by incorporating plasmonic contact electrodes », *Nature Communications*, vol. 4, nº 1, mars 2013, doi: 10.1038/ncomms2638.

[71] G. Georgiou, C. Geffroy, C. Bäuerle, et J.-F. Roux, « Efficient Three-Dimensional Photonic–Plasmonic Photoconductive Switches for Picosecond THz Pulses », *ACS Photonics*, vol. 7, nº 6, p. 1444-1451, juin 2020, doi: 10.1021/acsphotonics.0c00044.

[72] S. M. El-Ghazaly, R. P. Joshi, et R. O. Grondin, « Electromagnetic and transport considerations in subpicosecond photoconductive switch modeling », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 38, nº 5, p. 629-637, mai 1990, doi: 10.1109/22.54932.

[73] J.-M. Delord, « Echantillonnage photoconductif de signaux radio-fréquence », These de doctorat, Chambéry, 2010. Consulté le: 31 août 2021. [En ligne]. Disponible sur: https://www.theses.fr/2010CHAMS026

[74] Y. C. Lim et R. A. Moore, « Properties of alternately charged coplanar parallel strips by conformal mappings », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 15, nº 3, p. 173-180, mars 1968, doi: 10.1109/T-ED.1968.16156.

[75] W. J. Getsinger, « Circuit Duals on Planar Transmission Media », in *1983 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, mai 1983, p. 154-156. doi: 10.1109/MWSYM.1983.1130841.

[76] C. Tripon-Canseliet, « Commande optique de circuits micro-ondes : application à la modulation et à l'échantillonnage », These de doctorat, Paris 6, 2003. Consulté le: 26 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://theses.fr/2003PA066593

[77] M. Kumar, « The Development of On-Chip THz Time-Domain Spectroscopy », phd, University of Leeds, 2016. Consulté le: 31 août 2021. [En ligne]. Disponible sur: https://etheses.whiterose.ac.uk/13974/

[78] S. B. Cohn, « Slot Line on a Dielectric Substrate », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 17, nº 10, p. 768-778, oct. 1969, doi: 10.1109/TMTT.1969.1127058.

[79] R. Garg, I. Bahl, et M. Bozzi, *Microstrip Lines and Slotlines, Third Edition*. Artech House, 2013.

[80] J. Lee, S. Sawallich, M. C. Lemme, et M. Nagel, « On-Chip Terahertz Sensor Based on Low-Loss Coplanar Strip Lines for the Analysis of Microscale Two-dimensional Materials », in *2022 47th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, août 2022, p. 1-2. doi: 10.1109/IRMMW-THz50927.2022.9896109.

[81] L. Smith, V. Shiran, W. Gomaa, et T. Darcie, « Characterization of a split-ring-resonator-loaded transmission line at terahertz frequencies », *Opt. Express, OE*, vol. 29, nº 15, p. 23282-23289, juill. 2021, doi: 10.1364/OE.432192.

[82] D. D. Grieg et H. F. Engelmann, « Microstrip-A New Transmission Technique for the Klilomegacycle Range », *Proceedings of the IRE*, vol. 40, nº 12, p. 1644-1650, déc. 1952, doi: 10.1109/JRPROC.1952.274144.

[83] G. Goubau, « Surface Waves and Their Application to Transmission Lines », *Journal of Applied Physics*, vol. 21, nº 11, p. 1119-1128, nov. 1950, doi: 10.1063/1.1699553.

[84] Y. Xu et R. G. Bosisio, « A study of planar Goubau lines (PGLs) for millimeter- and submillimeter-wave integrated circuits (ICs) », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 43, nº 4, p. 290-293, 2004, doi: 10.1002/mop.20448.

[85] C. Russell, « Broadband on-chip terahertz spectroscopy », phd, University of Leeds, 2013. Consulté le: 31 août 2021. [En ligne]. Disponible sur: https://etheses.whiterose.ac.uk/5911/

[86] T. Akalin, A. Treizebre, et B. Bocquet, « Single-wire transmission lines at terahertz frequencies », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 54, nº 6, p. 2762-2767, juin 2006, doi: 10.1109/TMTT.2006.874890.

[87] C. P. Wen, « Coplanar Waveguide: A Surface Strip Transmission Line Suitable for Nonreciprocal Gyromagnetic Device Applications », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 17, nº 12, p. 1087-1090, déc. 1969, doi: 10.1109/TMTT.1969.1127105.

[88] G. Ghione et C. U. Naldi, « Coplanar Waveguides for MMIC Applications: Effect of Upper Shielding, Conductor Backing, Finite-Extent Ground Planes, and Line-to-Line Coupling », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 35, nº 3, p. 260-267, mars 1987, doi: 10.1109/TMTT.1987.1133637.

[89] M. Y. Frankel, S. Gupta, J. A. Valdmanis, et G. A. Mourou, « Terahertz attenuation and dispersion characteristics of coplanar transmission lines », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 39, nº 6, p. 910-916, juin 1991, doi: 10.1109/22.81658.

[90] R. W. McGowan, D. Grischkowsky, et J. A. Misewich, « Demonstrated low radiative loss of a quadrupole ultrashort electrical pulse propagated on a three strip coplanar transmission line », *Applied Physics Letters*, vol. 71, nº 19, p. 2842-2844, nov. 1997, doi: 10.1063/1.120150.

[91] H. Cheng, J. F. Whitaker, T. M. Weller, et L. P. B. Katehi, « Terahertz-bandwidth characterization of coplanar waveguide via time-domain electro-optic sampling », in *1994 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (Cat. No.94CH3389-4)*, mai 1994, p. 477-480 vol.1. doi: 10.1109/MWSYM.1994.335437.

[92] M. Houdart et C. Aury, « Various Excitation of Coplanar Waveguide », in *1979 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, avr. 1979, p. 116-118. doi: 10.1109/MWSYM.1979.1123990.

[93] J. Lee, H. Lee, W. Kim, J. Lee, et J. Kim, « Suppression of coupled-slotline mode on CPW using air-bridges measured by picosecond photoconductive sampling », *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 9, nº 7, p. 265-267, juill. 1999, doi: 10/c6vqw8.

[94] J. Zhang, S. Alexandrou, et T. Y. Hsiang, « Attenuation characteristics of coplanar waveguides at subterahertz frequencies », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 53, nº 11, p. 3281-3287, nov. 2005, doi: 10.1109/TMTT.2005.857124.

[95] M. S. Islam, E. Tuncer, et D. P. Neikirk, « Calculation of conductor loss in coplanar waveguide using conformal mapping », *Electronics Letters*, vol. 13, nº 29, p. 1189-1191, 1993, doi: 10.1049/el:19930795.

[96] D. Grischkowsky, I. N. Duling III, J. C. Chen, et C.-C. Chi, « Electromagnetic shock waves from transmission lines », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, nº 15, p. 1663-1666, oct. 1987, doi: 10.1103/PhysRevLett.59.1663.

[97] J. V. Jelley, « Cerenkov radiation and its applications », *Br. J. Appl. Phys.*, vol. 6, nº 7, p. 227, juill. 1955, doi: 10.1088/0508-3443/6/7/301.

[98] M. Riaziat, R. Majidi-Ahy, et I.-J. Feng, « Propagation modes and dispersion characteristics of coplanar waveguides », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 38, nº 3, p. 245-251, mars 1990, doi: 10.1109/22.45333.

[99] S. Gert, *The Physics of Polymers*, 2nd éd. Springer Berlin, Heidelberg, 2007.

[100] A. R. Djordjevic, R. M. Biljie, V. D. Likar-Smiljanic, et T. K. Sarkar, « Wideband frequency-domain characterization of FR-4 and time-domain causality », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 43, nº 4, p. 662-667, nov. 2001, doi: 10.1109/15.974647.

[101] G. P. Kniffin et L. M. Zurk, « Model-Based Material Parameter Estimation for Terahertz Reflection Spectroscopy », *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 2, nº 2, p. 231-241, mars 2012, doi: 10.1109/TTHZ.2011.2181921.

[102] E. Chen et S. Y. Chou, « Characteristics of coplanar transmission lines on multilayer substrates: modeling and experiments », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 45, nº 6, p. 939-945, juin 1997, doi: 10.1109/22.588606.

[103] S. Gevorgian, H. Berg, H. Jacobsson, et T. Lewin, « Application notes - basic parameters of coplanar-strip waveguides on multilayer dielectric/semiconductor substrates, Part 1: high permittivity superstrates », *IEEE Microwave Magazine*, vol. 4, nº 2, p. 60-70, juin 2003, doi: 10.1109/MMW.2003.1201599.

[104] S. Gevorgian, H. Berg, H. Jacobsson, et T. Lewin, « Basic parameters of coplanar-strip waveguides on multilayer dielectric/semiconductor substrates. Part 2: Low permittivity superstrates », *IEEE Microwave Magazine*, vol. 4, nº 3, p. 59-78, sept. 2003, doi: 10.1109/MMW.2003.1237478.

[105] M. Hangyo, M. Tani, et T. Nagashima, « Terahertz Time-Domain Spectroscopy of Solids: A Review », *Int J Infrared Milli Waves*, vol. 26, nº 12, p. 1661-1690, déc. 2005, doi: 10.1007/s10762-005-0288-1.

[106] Y. Desmet, « Echantillonnage de signaux radar par voie optoélectronique : étude des non-linéarités des photoconducteurs à cavité résonante », These de doctorat, Lille, 2018. Consulté le: 31 août 2021. [En ligne]. Disponible sur: https://www.theses.fr/2018LILUI019

[107] J.-F. Roux, J.-M. Delord, et J.-L. Coutaz, « RF Frequency Response of Photoconductive Samplers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 47, nº 2, p. 223-229, févr. 2011, doi: 10.1109/JQE.2010.2077672.

[108] Stanford Reasearch Systems, « Model SR530 Lock-In Amplifier ». 2013. [En ligne]. Disponible sur: https://www.thinksrs.com/downloads/pdfs/manuals/SR530m.pdf

[109] H. Eusèbe, J.-F. Roux, J.-L. Coutaz, et A. Krotkus, « Photoconductivity sampling of low-temperature-grown Be-doped GaAs layers », *Journal of Applied Physics*, vol. 98, nº 3, p. 033711, août 2005, doi: 10.1063/1.2001151.

[110] J. Zhang et T. Y. Hsiang, « Dispersion Characteristics of Coplanar Waveguides at Subterahertz Frequencies », *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 20, nº 10, p. 1411-1417, janv. 2006, doi: 10.1163/156939306779276767.

[111] S. Alexandrou, « The Bent Coplanar Waveguide at Sub-Terahertz Frequencies », University of Rochester, 1994.

[112] S. Alexandrou, R. Sobolewski, et T. Y. Hsiang, « Time-domain characterization of bent coplanar waveguides », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, nº 10, p. 2325-2332, oct. 1992, doi: 10.1109/3.159539.

[113] J. Allam, N. de B. Baynes, J. R. A. Cleaver, K. Ogawa, T. Mishima, et I. Ohbu, « Monolithically-integrated optoelectronic circuit for ultrafast sampling of a dual-gate field-effect transistor », *Opt Quant Electron*, vol. 28, nº 7, p. 875-896, juill. 1996, doi: 10.1007/BF00820154.

[114] G. R. Musina *et al.*, « Optimal hyperosmotic agents for tissue immersion optical clearing in terahertz biophotonics », *Journal of Biophotonics*, vol. 13, nº 12, p. e202000297, 2020, doi: 10.1002/jbio.202000297.

[115] U. Schneider, P. Lunkenheimer, R. Brand, et A. Loidl, « Dielectric and far-infrared spectroscopy of glycerol », *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 235-237, p. 173-179, août 1998, doi: 10.1016/S0022-3093(98)00561-4.

[116] J. Kölbel, W. Schirmacher, E. Shalaev, et J. A. Zeitler, « Terahertz dynamics in the glycerol-water system », *Phys. Rev. B*, vol. 107, nº 10, p. 104203, mars 2023, doi: 10.1103/PhysRevB.107.104203.

[117] F. Purroy et L. Pradell, « New theoretical analysis of the LRRM calibration technique for vector network analyzers », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 50, nº 5, p. 1307-1314, oct. 2001, doi: 10.1109/19.963202.

[118] S. Kasai *et al.*, « Micro Strip Line-Based On-Chip Terahertz Integrated Devices for High Sensitivity Biosensors », *Appl. Phys. Express*, vol. 2, nº 6, p. 062401, mai 2009, doi: 10.1143/APEX.2.062401.

[119] L. Desplanque, J. F. Lampin, et F. Mollot, « Generation and detection of terahertz pulses using post-process bonding of low-temperature-grown GaAs and AlGaAs », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, nº 12, p. 2049-2051, mars 2004, doi: 10/bgsj8g.

Annexes

A. Méthode de caractérisation de matériau en spectroscopie THz-TDS

La spectroscopie temporelle THz (THz-TDS) est basée sur la mesure de signaux impulsionnels générés et détectés en espace libre grâce à l'utilisation de photocommutateurs (PC) ou de cristaux électro-optiques. La Figure A.1 illustre la mesure d'un matériau grâce à la méthode reposant sur des photocommutateurs. Tout comme dans notre méthode, les signaux THz temporels sont mesurés avec et sans échantillons. La résolution temporelle est également assurée par une méthode d'échantillonnage en temps équivalent, les signaux étant là aussi détectés grâce à une détection synchrone. On appellera $s_{ref}(t)$ et $s_{sut}(t)$ les signaux temporels reconstitués pour, respectivement, la mesure de référence et la mesure avec échantillon.

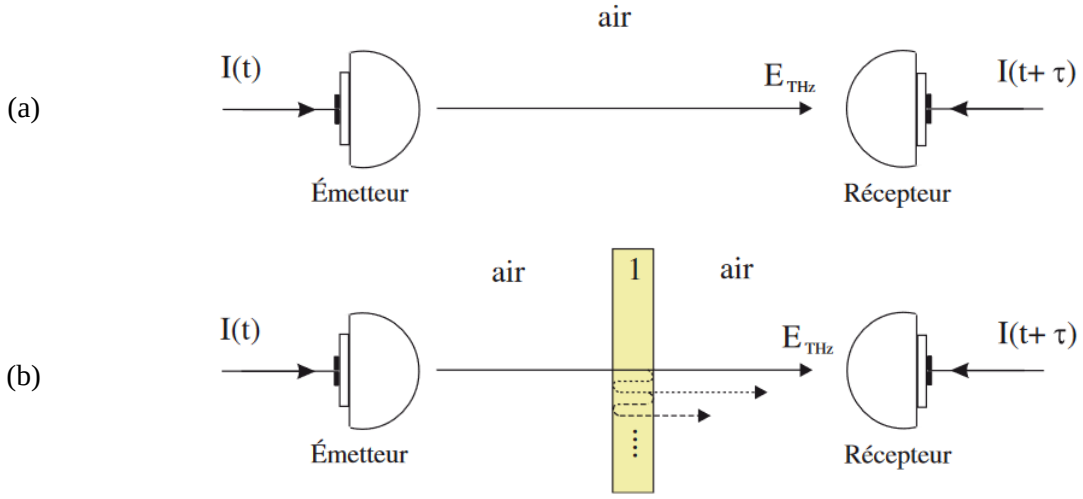


Figure A.1 – Schéma de principe d'une mesure de spectroscopie THz pour une mesure de référence (a) et une mesure de matériau (b) (figure tirée de [34]).

Pour procéder à l'extraction de l'indice de réfraction du matériau sous test depuis ces mesures, nous calculons le ratio expérimental T_{exp} des transformées de Fourier des signaux tel que :

$$T_{exp}(\omega) = \frac{S_{sut}(\omega)}{S_{ref}(\omega)} \qquad \text{A.1}$$

avec $S_{ech}(\omega)$ la transformée de Fourier du signal mesuré avec l'échantillon et $S_{ref}(\omega)$ la transformée de Fourier du signal de référence (sans échantillon).

Nous avons ainsi une mesure T_{exp} qui sera comparée à une expression théorique T_{th} afin de déterminer l'indice de réfraction complexe du matériau sous test. Pour établir cette expression théorique, nous devons, dans un premier temps, établir les expressions liant les signaux générés au niveau du PC de génération et les signaux mesurés au niveau du PC de détection pour les mesures de référence et de l'échantillon. Plusieurs hypothèses sur les propriétés du matériau et sur le faisceau THz sont nécessaires :

- L'échantillon est supposé homogène, plan, à faces parallèles et non magnétique.
- Le faisceau THz est supposé collimaté et en incidence normale.

Dans ces conditions, nous pouvons définir plusieurs coefficients, soit R_{a-b} le coefficient de réflexion (en champs) à l'interface entre le milieu a et le milieu b, T_{a-b} le coefficient de transmission (en champs) à l'interface entre le milieu a et le milieu b et P_a le coefficient de propagation dans le milieu a définis comme :

$$R_{a-b}(\omega) = \frac{n_a - n_b}{n_a + n_b} \quad \text{A.2}$$

$$T_{a-b}(\omega) = 1 + R_{a-b}(\omega) = \frac{2n_a}{n_a + n_b} \quad \text{A.3}$$

$$P_a(\omega) = e^{-j\frac{\omega l}{c}n_a} \quad \text{A.4}$$

avec n_a l'indice de réfraction du milieu a, n_b l'indice de réfraction du milieu b et l la longueur de propagation dans le milieu a de l'onde THz.

Ainsi, dans le cas de la mesure de référence, la fonction de transfert s'exprime simplement comme :

$$S_{ref}(\omega) = P_{air}(\omega, d)E_{THz}(\omega) \quad \text{A.5}$$

avec E_{THz} le signal généré par l'émetteur et P_{air} l'exposant de propagation du signal dans l'air.

Dans le cas du signal mesuré avec le matériau sous test, la prise en compte du matériau complexifie légèrement la fonction de transfert qui s'exprime comme [35] :

$$S_{ech}(\omega) = T_{air-sut}(\omega)P_{sut}(\omega, d)T_{sut-air}(\omega)E_{THz}(\omega)FP(\omega) \quad \text{A.6}$$

avec $FP(\omega)$, un terme contenant les effets des réflexions multiples dans le matériau liées à la discontinuité d'impédance entre l'air et le matériau sous test (effet Fabry-Pérot) :

$$FP(\omega) = \sum_{k=0}^{\infty} \left(R_{sut-air}^2(\omega)P_{sut}^2(\omega, l)\right)^k \quad \text{A.7}$$

Nous pouvons enfin exprimer le ratio théorique de ces deux signaux T_{th} comme :

$$T_{th}(\omega) = \frac{S_{sut}(\omega)}{S_{ref}(\omega)} = \frac{T_{air-sut}(\omega)P_{sut}(\omega, d)T_{sut-air}(\omega)}{P_{air}(\omega, d)}FP(\omega) \quad \text{A.8}$$

Qui s'exprime également en fonction des indices de réfraction de l'air et du matériau sous test tel que :

$$T_{th}(\omega) = \frac{4\, n_{sut}\, n_{air}}{(n_{sut} + n_{air})^2} \exp\left[-j(n_{sut} - n_{air})\frac{\omega l}{c}\right] FP(\omega) \quad \text{A.9}$$

Ainsi, en procédant à une optimisation sur une fonction d'erreur liant la mesure T_{exp} et l'expression théorique T_{th}, il est possible de retrouver, pour chaque point en fréquence, la valeur de l'indice de réfraction du matériau sous test [35].

B. Méthode de mesure au couteau de la taille d'un faisceau laser

Pour mesurer la taille d'un faisceau, il est possible utiliser la méthode de mesure au couteau (*knife edge measurement*). Pour cela, nous plaçons un puissance-mètre sur le faisceau et une lame sur une platine de translation comme illustré sur la Figure B.1. Cette dernière se déplace et vient cacher progressivement le faisceau jusqu'à ce que la puissance mesurée diminue jusqu'à atteindre 0. Nous mesurons ainsi le profil en puissance du faisceau.

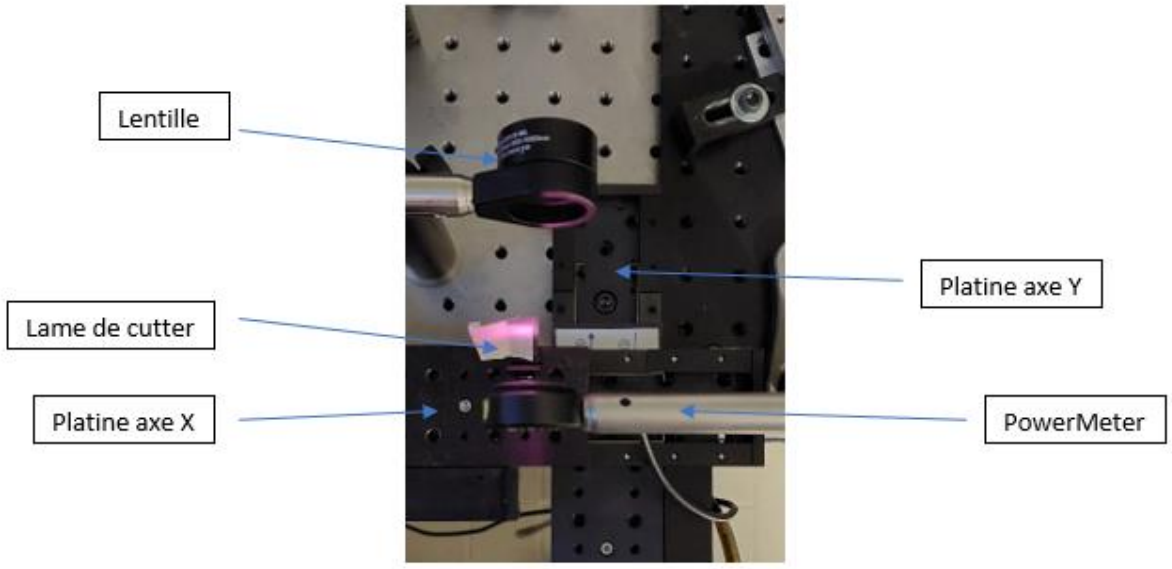


Figure B.1 – Montage permettant la mesure de la taille du faisceau.

De cette mesure, pour remonter à la taille du faisceau, nous devons tout d'abord exprimer le profil en intensité d'un faisceau gaussien se propageant selon l'axe Z tel que :

$$I(x,y) = I_0 \exp\left(-\frac{2x^2}{w_x^2}\right)\exp\left(-\frac{2y^2}{w_y^2}\right) \qquad \text{B.1}$$

avec w_x et w_y la taille du faisceau gaussien (taille en $1/e$) dans les directions x et y et I_0 l'intensité optique moyenne du faisceau. La puissance totale du faisceau peut ainsi s'exprimer comme :

$$P_{tot} = I_0 \int \exp\left(-\frac{2x^2}{w_x^2}\right)dx \int \exp\left(-\frac{2y^2}{w_y^2}\right)dy \qquad \text{B.2}$$

En supposant qu'une lame se déplace dans la direction x et cache progressivement le faisceau, nous pouvons exprimer le profil en puissance selon cet axe comme :

$$P(x) = \frac{P_{tot}}{2}\left[1 - \text{erf}\left(\frac{\sqrt{2}(x)}{w_x}\right)\right] \qquad \text{B.3}$$

avec P_{tot} la puissance optique du faisceau complet. Nous avons donc établi un lien entre la puissance mesurée et la taille du faisceau. Il suffit finalement de faire un ajustement par optimisation paramétrique

entre notre expression analytique et la mesure pour déterminer ces paramètres (P_{tot} et w_x) et ainsi la taille du faisceau.

En plaçant ce système sur une seconde platine de translation positionnée dans l'axe de propagation du faisceau laser, il nous est possible de mesurer l'évolution de la taille d'un faisceau selon l'axe y. Cela nous permet par exemple d'établir un profil du faisceau dans la région de focalisation d'une lentille.

C. Détail du process

Dans le cadre de ces travaux, le dispositif de mesure utilisé a été déposé sur un wafer (référence #14599) ayant une couche de 271 nm de LTG-GaAs et un miroir de Bragg réfléchissant à 780 nm (cf. chapitre V). Le tableau ci-dessous synthétise ces étapes de fabrication de la couche haute à la couche basse. L'épitaxie à jet moléculaire a été réalisée à l'Université de Bochum en Allemagne, dans le groupe du professeur Andreas Wieck.

			Layer	**T [°C]**	**Durée [s]**	**Epaisseur [nm]**
Evaporation + lift-off	Métallisation		Au	-	-	100.0
			Ti	-	-	20.0
Epitaxie par jet moléculaire	LTG-GaAs		GaAs	300	1357.9	271.4
	Miroir de Bragg	X30	$Al_{0.31}Ga_{0.69}As$	692	201.2	58.3
			AlAs	692	739.8	66.6
			…			
			$Al_{0.31}Ga_{0.69}As$	692	201.2	58.3
			AlAs	692	739.8	66.6
		X30	$Al_{0.31}Ga_{0.69}As$	692	6.9	2.0
			AlAs	692	22.2	2.0
			…			
			$Al_{0.31}Ga_{0.69}As$	692	6.9	2.0
			AlAs	692	22.2	2.0
	Accroche		GaAs	692	500.3	100.0
Substrat			GaAs	-	-	500 000.0

Tableau C.1 – Détail des étapes de croissance du wafer #14599.

D. Layout destiné à la caractérisation de résine et de conducteur

En complément des dispositifs présentés dans les chapitres précédents, deux autres dispositifs ont été conçus dans le cadre de cette thèse portant sur la mesure de l'indice de réfraction complexe de résine (de la DWL-40) et de la conductivité d'ITO (*Indium Tin Oxide*) comme visible sur la Figure D.1. Ces derniers n'ont malheureusement pas abouti du fait de problèmes de fabrication. Nous n'allons pas faire ici une présentation détaillée de ces derniers cependant, pour la caractérisation de l'indice de réfraction de la résine comme de la conductivité de l'ITO, une approche différentielle sur la nature du matériau (non chargée/chargée) a été mise en œuvre (cf. partie III.5) et est visible de par la présence de deux motifs identiques, chargés ou non par le matériau. Sur chaque GDS nous avions également implémenté des dispositifs utiles pour des mesures sous pointes faites à plus basses fréquences à l'aide du PNA-X du laboratoire et les avons notamment utilisés pour la caractérisation du glycérol.

(a) Dispositif « RESINE »

(b) Dispositif « ITO »

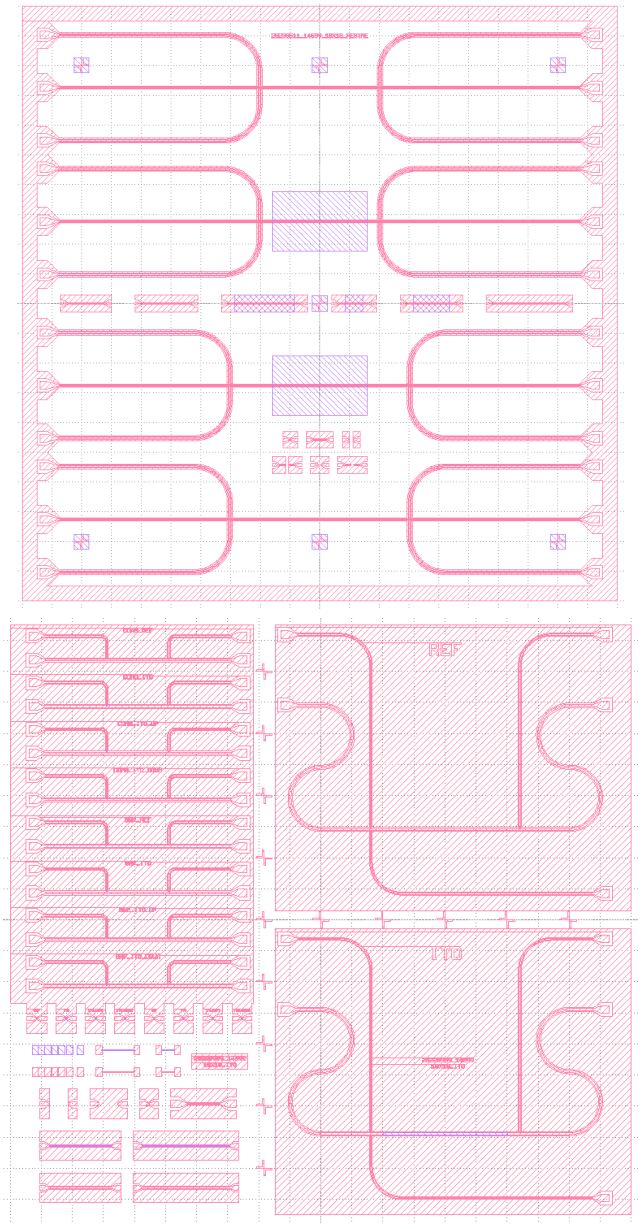


Figure D.1 – Dispositifs « RESINE » (a) et « ITO » (b) dédiés respectivement à la caractérisation de l'indice de réfraction de la résine DWL-40 et de la conductivité de l'ITO.

E. Liste des publications et communications orales

Dans le cadre de ma thèse, j'ai eu l'occasion de présenter mes travaux dans deux conférences nationales :

- Raphaël Pederiva, Philippe Artillan, Pierre-Baptiste Vigneron, Quyang Lin et Jean-François Roux. « Procédé de mesure en transmissométrie temporelle térahertz à laser impulsionnel femtoseconde de la permittivité diélectrique de matériaux en couche mince », *JCMM 2023*, Tours.
- Raphaël Pederiva, Philippe Artillan, Clément Geffroy et Jean-François Roux. « Caractérisation diélectrique de faibles volumes de matériau dans la gamme 50- 450 GHz par transmissiométrie optoélectronique temporelle », *JNM 2024*, Antibes

J'ai également participé aux travaux sur la conception et la caractérisation des photocommutateurs et des circuits associés qui ont été présentés lors de deux journées du GDR NanoTeraMir en 2023 et 2021.

- Pierre-Baptiste Vigneron, Raphaël Pederiva, Philippe Artillan, Clément Geffroy, Giorgos Georgiou, et al. Characterisation of THz devices for picosecond electric pulses generation at low temperature. *GDR NanoTeraMIR*, May 2023, Dunkerque, France. ⟨hal-04458307⟩
- Cyril Bernerd, Raphaël Pederiva, Philippe Artillan, Clément Geffroy, Giorgos Georgiou, et al. Design and characterisation of Photoswitches for picosecond electric pulses generation at very low temperature. *Journées de GDR NanoTeraMIR*, Jun 2021, Metz (virtuel), France. ⟨hal-04458259⟩

Une partie de mes travaux ont également été présentés lors d'une conférence internationale.

- Jean-François Roux, Raphael Pederiva, Thomas Vasselon, Clément Geffroy, Pierre Baptiste Vigneron, Kevin Bredillet, Philippe Artillan, Giorgos Georgiou, Christopher Bäuerle. "THz integrated optoelectronic circuits for material and electronic transport characterization", 4th Opto-X-Nano Conference, 27- 29 nov. 2024, Okayama (Japan). Invited paper.

Enfin, mon travail a été résumé dans un article accepté pour publication dans la revue IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology.

- Raphaël Pederiva, Philippe Artillan, Clément Geffroy, Christopher Bäuerle, Jean-François Roux. A Method for Measuring the Complex Refractive Index of Low-Volume Materials Using Integrated Terahertz Time-Domain Transmissometry. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, In press, pp.1-8. ⟨10.1109/TTHZ.2024.3475041⟩. ⟨hal-04722575⟩

A method for measuring the complex refractive index of low-volume materials using integrated terahertz time-domain transmissometry

Raphaël Pederiva, Philippe Artillan, Clément Geffroy, Christopher Bäuerle, Jean-François Roux

***Abstract*—This study presents the development of an on-chip terahertz characterization process for low-volume or thin-film materials. A time-domain method based on the transmission of picosecond electrical pulses through the material to be characterized is proposed to determine the complex refractive index of materials up to hundreds of GHz. We demonstrate the capability of this method by determining the complex refractive index of a 15 nL droplet of glycerol over the 50-550 GHz frequency range.**

***Index Terms*—THz, Refractive index, Glycerol, Photo Conductive Switch, On-Chip THz**

I. Introduction

THE characterization of the refractive index of low-volume or thin-film materials in the microwave range can be performed by numerous methods, which always implies a compromise between the measurement accuracy and the attainable frequency range. Highest accuracy can be obtained at a single frequency using resonant cavities or resonators [1]. Wider bandwidth analysis can be achieved by sweeping the source frequency of an impedance analyzer or a vector network analyzer [2]. Single broadband measurements can be perfomed by time-domain methods, such as reflectometry or transmissometry, at the price of reduced accuracy [3].

In the THz range, optoelectronic generation of signals propagating in free space enables both frequency [4] and time domain [5] approaches. Due to the diffraction-limited size of the THz beam, characterizing small samples or thin films requires increasing the interaction length between the sample and the THz wave [6]. This can be done by using resonant electromagnetic structures such as metamaterials or waveguides placed in the THz beam [7], [8]. The resonant structure and the sample to be tested can also be integrated directly into the THz emitter; such an approach has made it possible to characterize micrometer-sized films [9] or very small quantities of liquid (sub-100 pL) [10]. However, for all of these techniques, the frequency range of interest is limited by the spectral response of the resonant structure. On its side, the system introduced in the mid 1980's [11] which is based on the integration of photoconductive THz emitter and detector separated by a transmission line of a few mm long, is well adapted to broadband characterization of small samples or thin films. In fact, the transmission line, which can be covered by the sample to be characterized, is the test bed for this on-chip device, and its surface area, of the order of 0.1 mm², is well suited to samples with dimensions of less than a millimeter. This kind of device has been used to characterize solids [12], [13], but it is also well adapted to liquids as one can integrate a reservoir or a microfluidic channel above the THz circuit [14], [15]. This compact on-chip device can also be inserted into a cryostat, enabling, for example, the study of 2D materials physics at low temperatures [16], [17]. For spectroscopic applications, determining the dielectric constant of a material covering the transmission line requires modeling the propagation of THz pulses along the transmission line. Specially, for small low-losses samples, the question of possible multiple reflections inside the sample should be considered. Although a smart design of the on-chip system can prevent from such reflections [18], these latter can also support additional information and allow for simultaneous determination of dielectric and geometrical parameters, as demonstrated for the case of free-space propagation [19].

Our present work proposes a generalized characterization method, called THz Time-Domain Transmissometry (THz-TDT), for extracting the complex refractive index of any material under test (MUT) deposited onto an integrated measuring device. The proposed approach takes into account possible reflections at sample interfaces. Our approach is particularly relevant for small volumes of MUT such as a single droplet or a thin film. Our approach is intended to be applied to any integrated THz structure providing pulse generation and detection and the possibility to load and unload a MUT, such as a coplanar stripline [20], a parallel plate [21] or a microstrip line equipped with a reservoir [15]. We have developped this method for the case of an all integrated optoelectronic device which consists in a coplanar waveguide co-integrated with two ultrafast photoconductive switches (PCS) driven by a femtosecond laser. Finally, we applied this method to the characterization of a droplet of glycerol with a volume as low as 15 nL. This allow us to demonstrate and validate the proposed extraction method and to determine the complex refractive index of the liquid over a frequency band of more than 500 GHz.

Manuscript received 14 June 2024; accepted 2 October 2024. *(Corresponding author: Philippe Artillan)*

This work has been partially funded by the french national agency for research (ANR) under the project "StepForQubits" ANR-19-CE47-0005.

R. Pederiva, P. Artillan and J.-F. Roux are with Univ. Grenoble Alpes, Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS, Grenoble INP, CROMA, 38000 Grenoble, France (e-mail: raphael.pederiva@univ-smb.fr, philippe.artillan@univ-smb.fr, jean-francois.roux@univ-smb.fr).

C. Geffroy and C. Bäuerle are with Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, Institut Néel, Grenoble 38000, France (e-mail: clement.geffroy@neel.cnrs.fr, christopher.bauerle@neel.cnrs.fr).

Section II presents the experimental setup which consists of a time-domain measurement setup for measuring signals with and without a droplet of MUT. Secondly, the extraction scheme for obtaining the complex refractive index of the material under test (MUT) is described in Section III. The results allow for the extraction of glycerol complex refractive index in the 50-550 GHz range. Finally, the impact of the non-ideality of the PCS sampling is discussed and a validity domain for the method is proposed in Section IV.

II. Experimental setup

A. Test bench description

The MUT is characterized by a differential approach based on the processing of two time-domain signals provided by the measurement of the device in two configurations: unloaded (without MUT) and loaded (with MUT). The "differential transfer function" $H(\omega)$ is calculated as the ratio between the Fourier transform of the two signals by post-processing, as defined in eq. (3). This function then compares two different states of the device (unloaded/loaded) and is quite robust to measurement reproducible parasitics such as the effect of the access transmission lines. As we can see on fig. 1, the device is composed of a coplanar waveguide through which propagates a picosecond electrical pulse. THz pulses are generated and detected using fast Low-temperature-grown gallium arsenide (LTG-GaAs) photoconductive switches excited by two femtosecond laser beams. The time delay t_0 between the two pulses is controlled by an optical delay line with a fs resolution; a 10 fs time-step is typically used. Finally, the average value of the detection signal is measured for each t_0 with a lock-in amplifier (LIA) in order to increase the measurement sensitivity. We note that this on-chip integrated device can be fabricated on top of a GaAs wafer, but that a substrate such as quartz or a polymer material can be used thanks to the LTG-GaAs patch transfer technique (see for example [12]).

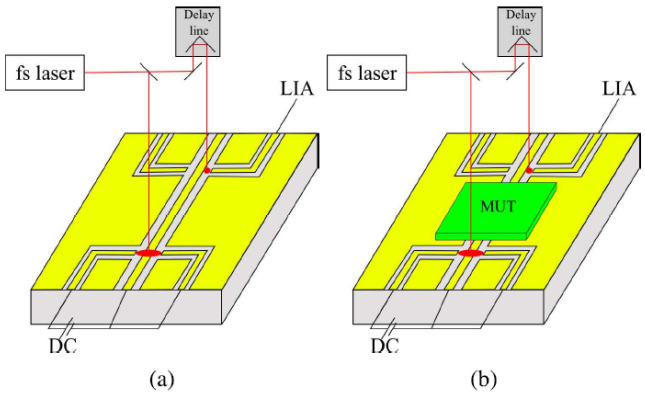


Fig. 1: Measurement setup for THz-TDT method. An electrical pulse is generated and detected by two PCS both excited by femtosecond laser pulses. (a) Unloaded device. (b) Device loaded with some material under test.

The complete device is fabricated on a 500 µm-thick Gallium Arsenide (GaAs) substrate, onto which a AlGaAs/ AlAs Bragg mirror (reflecting at 780 nm wavelength) and an upper 270 nm thick layer LTG-GaAs have been grown by Molecular Beam Epitaxy. The carrier trapping time of the LTG-GaAs layer is about 520 fs, as measured by time-domain optical reflectometry [22]. The RF circuit including the PCS structures is produced by photolithography of a 125 nm-thick layer of gold deposited on top of the LTG-GaAs layer. The central part of the structure is shown in fig. 2. It comprises the main CPW transmission line along which the THz pulses will propagate, and four lateral CPW lines that allows for the biasing of the generation PCS and the connection of the detection PCS to the LIA. The lateral dimensions of the main CPW waveguide are 30 µm for the central line and 20 µm for the gap in between this line and the ground planes, while the dimensions of the four lateral CPW lines are of 18 µm and 12 µm for the widths of the central electrode and the gap respectively. Four identical PCS are designed at the junctions in between the central and the 4 lateral CPW lines. The geometry of the PCS, which sensitivity is increased by means of interdigitated fingers (with a dimension of 2x15 µm), is detailed in the inset of fig. 2. The PCS are positioned by pairs, on each side of the main CPW central line in a manner that ensured a perfect axial symmetry of the device. The distance in between the two pairs of PCS is 980 µm. The axial symmetry of the arrangement is used in order to facilitate a better excitation of the quasi TEM mode of the CPW by symmetrical illumination and electrical biasing of the structure [23].

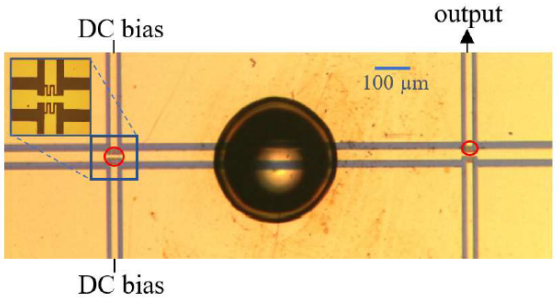


Fig. 2: THz-TDT device comprising two pairs of PCS. A droplet of glycerol was deposited on the device (approx. 15 nL) in between the generation and detection areas. Red circles show the positions of the laser spots for generation and detection pulses. The upper-left inset shows a detailed picture of the PCS.

In order to generate a short electrical pulse, both PCS on the left side of the device are symmetrically DC biased at 4 V by mean of a Keithley 2400 Source Meter Unit (SMU). This pair of PCS is then illuminated by a laser beam focused in the centre of the structure (left red circle in fig. 2) thanks to a lens with 50 mm focal length. On the right side of the device, a similar lens is used to excite one PCS that is used for the detection of the THz pulse propagating along the central CPW waveguide. When this PCS is illuminated, a part of the signal is sampled and measured by a lock-in amplifier (SR530 from Stanford Research Systems) electrically connected to the output port (see fig. 2). Both the generation and detection

structures are illuminated by a train of 70 femtosecond optical pulses generated at 780 nm by a fiber laser (Menlo C fiber 780). The average optical power used is around 5 mW per beam at a repetition rate of 100 MHz.

B. Device characterization

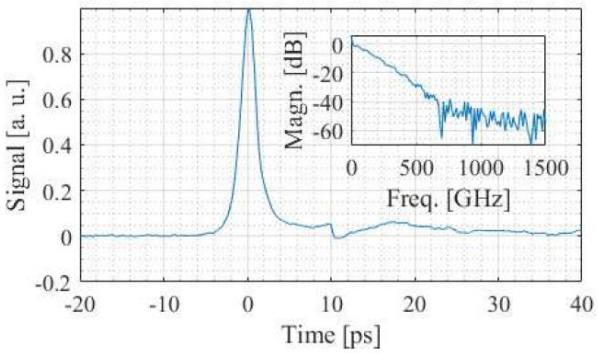


Fig. 3: Measured time-domain signal for the device and the magnitude of his spectrum in top right inset.

A typical signal generated and detected using the unloaded device is shown in fig. 3. The main electrical peak has a full width at half maximum of 2 ps. This short duration leads to a broadband spectrum presented in the inset of fig. 3. It was recorded with a single scan of the optical delay line and a lock-in amplifier with a time constant of 100 ms. The observed dynamic is 40 dB and the noise floor is reached around 600 GHz, thus establishing the upper frequency limit of the test bench. Replica of this main pulse may be observed because of possible reflections at any discontinuity of the RF circuit. In the present case, the first of these replica is measured for a time delay of 50 ps (not shown if fig. 3). However, a small parasitical reflection is detected at 10 ps, which is probably due to the weak excitation of a non CPW mode [24]. As a consequence of these spurious reflections, we will, for material characterization purposes, focus on the main peak and only consider a reduced time window.

III. Application to material characterization

A. Transmission of a droplet of glycerol

To demonstrate the capabilities of our approach we intend to characterize the complex refractive index of a droplet of glycerol. To do so, a small volume of the liquid is deposited in between generation and detection areas as shown in fig. 2. The shape of the droplet is close to a dome, which diameter varies between 300 µm and 700 µm and height between 50 µm to 100 µm depending on the deposited volume. We note that thanks to physical properties of the glycerol, the droplet do not evaporate during the time of the experiment.

The incident electrical pulse propagating trough the unloaded and loaded CPW are measured in the same experimental conditions, i.e. with no modification of the optical alignment. The two measured output signals $v_{air}(t_0)$ (unloaded device) and $v_{mut}(t_0)$ (loaded device) are plotted in fig. 4.

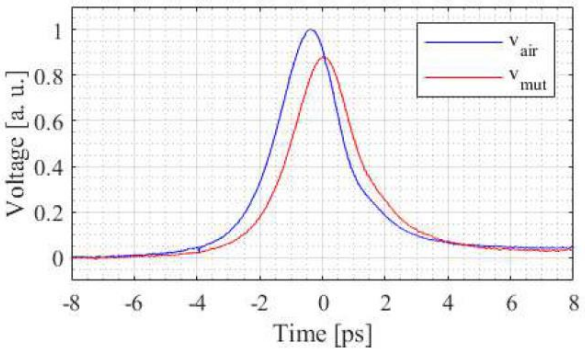


Fig. 4: Measured time-domain signals for the device unloaded (blue curve) and loaded with a glycerol droplet (red curve)
.

The droplet of glycerol is responsible for a significant delay (about 400 fs) and an amplitude attenuation (about 12 %) of the propagated pulse. We note that the observed delay is much larger than the jitter of our acquisition setup (9 fs). The latter is estimated empirically by repeating the same measurement tens of times and computing the drift of the pulse rising edge.

As explained above, both signals have been time-windowed with a Hann window of 15 ps width centered on each peak in order to eliminate spurious reflections. Fourier transforms of the two signals are then computed, and plotted in fig. 5. We have also calculated the ratio of the spectrum magnitudes and the difference of the spectrum phase that will be use in the extraction procedure.

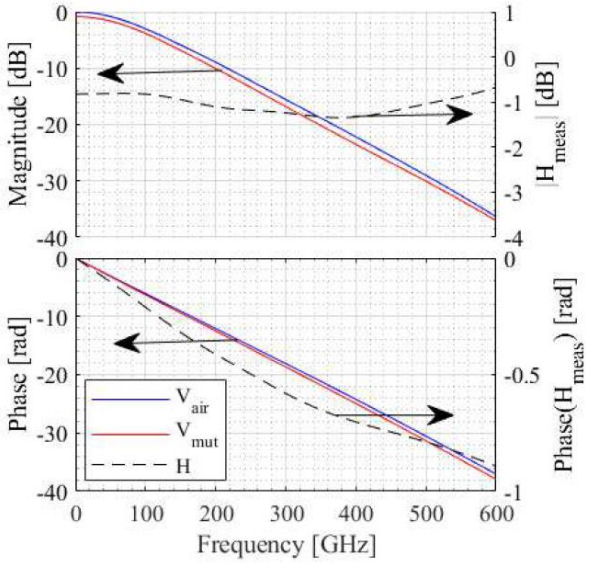


Fig. 5: Frequency-domain spectra corresponding to time-domain signals of fig. 4 represented in magnitude and phase. The dashed lines represent the complex ratio H_{meas} of the two spectra in magnitude and phase.

B. Theoretical expression of the frequency-domain transfer function

This part intends to define the differential transfer function $H(\omega)$ of the device and to demonstrate its theoretical expression. Fig. 6 presents the flow graphs of the propagation path of the pulse signal through the unloaded device (6.a) and through the loaded device (6.b). In the following development, the studied signals are frequency domain progressive voltage waves and regressive voltage waves. They are noted $V_i^+(\omega)$ and $V_i^-(\omega)$, where i is the name of the electrical node. They are defined as a combination of observable voltage $V_i(\omega)$, current $I_i(\omega)$ and the characteristic impedance of the transmission line $Z_i(\omega)$ through which the wave is propagating:

$$\begin{cases} V_i^+(\omega) = \frac{V_i(\omega)+Z_i(\omega)I_i(\omega)}{2} \\ V_i^-(\omega) = \frac{V_i(\omega)-Z_i(\omega)I_i(\omega)}{2}. \end{cases} \quad (1)$$

The input signal $V_{gen}^+(\omega)$ on the left of both flow graphs is a fast picosecond pulse. The two signals of interest are $V_{a_{air}}^+(\omega)$ and $V_{a_{mut}}^+(\omega)$ detected at the detection PCS. They respectively correspond to the pulses who had propagated through the transmission line unloaded or loaded with the MUT.

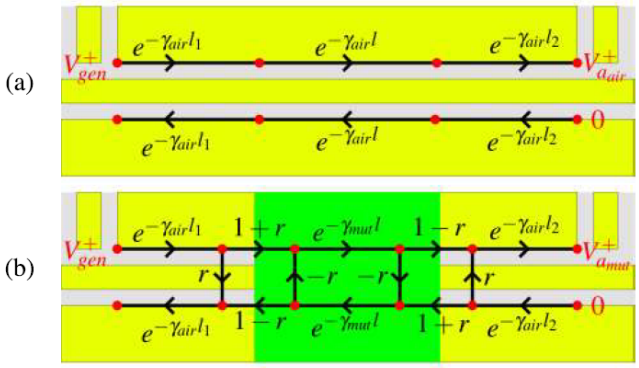


Fig. 6: Equivalent flow graph of the propagating path of the pulse. (a) Unloaded device. (b) Loaded device.

Furthermore, in fig. 6, γ_{air} is the propagation constant of the unloaded line, γ_{mut} is the propagation constant of the loaded line, l_1 and l_2 are the lengths of the access lines and l is the length of the unloaded/loaded line. Finally, $r(\omega)$ is the reflection coefficient at the AIR/MUT interface, defined as:

$$r(\omega) = \frac{Z_{mut}(\omega) - Z_{air}(\omega)}{Z_{mut}(\omega) + Z_{air}(\omega)}. \quad (2)$$

The function $H(\omega)$ defined as the ratio of the output signals $V_{a_{mut}}^+(\omega)$ and $V_{a_{air}}^+(\omega)$, can be expressed as:

$$H(\omega) = \frac{V_{a_{mut}}^+(\omega)}{V_{a_{air}}^+(\omega)} = \frac{1-r^2}{1-r^2e^{-2\gamma_{mut}l}} e^{-(\gamma_{mut}-\gamma_{air})l}. \quad (3)$$

It is worth mentioning that all reflections inside the MUT are taken into account in eq. (3). Neglecting those reflections leads to a simpler expression of $H(\omega) = e^{-(\gamma_{mut}-\gamma_{air})l}$, as presented in [14], [18].

C. Generation of $H(\omega)$ lookup table by FEM simulation

As presented is eq. (2) and (3), $H(\omega)$ depends on Z_{air}, γ_{air}, Z_{mut} and γ_{mut}. In the case of freespace Terahertz time-domain Spectroscopy (THz-TDS), there exists a closed form expression for the electromagnetic (EM) field map, and $Z_{air} = Z_0$, $\gamma_{air} = \gamma_0$, $Z_{mut} = Z_0/n_{mut}$ and $\gamma_{mut} = n_{mut}\gamma_0$ (with $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ the characteristic impedance of vacuum and $\gamma_0 = j\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ the propagation constant of vacuum) [25], [26], [27]. On the contrary, when the signal propagates on an integrated transmission line, these physical quantities cannot be directly determined in an analytical way and the common approach is to use physical simulation. Z_{air}, γ_{air}, Z_{mut} and γ_{mut} are computed by Finite Element Method (FEM) simulation, taking the geometry of the CPW transmission lines and the complex dielectric properties of the materials into account.

$$(Z_{air}, \gamma_{air}) \xleftarrow{FEM\ simulation} n_{air}, \quad (4)$$

$$(Z_{mut}, \gamma_{mut}) \xleftarrow{FEM\ simulation} n_{mut}. \quad (5)$$

The FEM simulations performed at steps (4) and (5) are aimed at computing $Z = \sqrt{\frac{R+jL\omega}{G+jC\omega}}$ and $\gamma = \sqrt{(R+jL\omega)(G+jC\omega)}$, where R, L, G and C are the primary parameters of the simulated transmission lines [28]. 2D simulations are conducted for computing time efficiency since the transmission line segment is considered translation invariant along the propagation direction while the MUT is modeled as a rectangular box with lateral dimensions much larger than the CPW structure. R and L are computed with a 2D quasistatic magnetic solver (Ansys Electronics Desktop Q2D magnetic solver), to take into account the impact of the conductivity of the conductors and the substrate. The computation of G and C is then performed with a 2D quasistatic electrical solver (Ansys Electronics Desktop Q2D electrical solver) to take into account the impact of the complex permittivity of the dielectric materials (air, substrate, MUT). Especially, the computation of step (4) is performed only once to compute Z_{air} and γ_{air} knowing n_{air} and l. The computation of step (5) is performed for a large 2D set of realistic complex n_{mut} (typically 2000 points, the real part ranging from 1 to 4 and the imaginary part from 0 to 1) to obtain a set of Z_{mut} and γ_{mut}. A 2D look-up table $H_{lookup}(n_{mut})$ is then numerically computed using (2) and (3). This procedure is independently repeated for each frequency point.

D. Refractive index determination from the lookup table

The look-up table $H_{lookup}(n_{mut})$, computed in previous section, is bijective for the studied range of n_{mut}. H_{lookup} can then be inverted and interpolated in a numerical function H_{lookup}^{-1} that provides n_{mut} as a function of H as illustrated in fig. 7 for the real part of the refractive index (given for one frequency value).

$$n_{mut} = H_{lookup}^{-1}(H). \quad (6)$$

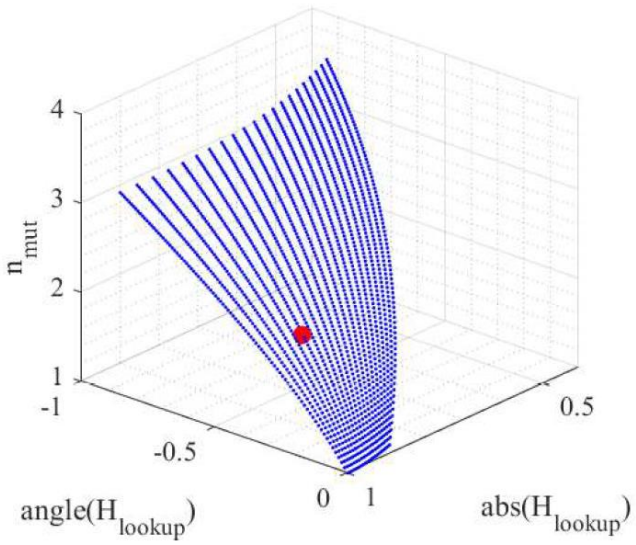


Fig. 7: Inverted look-up table H^{-1}_{lookup} (blue points) at 150 GHz, and the refractive index (red point) extracted form measured H_{meas}.

In order to determine the refractive index, the numerical function H^{-1}_{lookup} is applied to the experimental transfer function $H_{meas} = V_{mut}(\omega)/V_{air}(\omega)$. This latter is calculated as the ratio of the two Fourier transforms of the experimental signals, plotted in dashed lines in fig. 5.a and 5.b. As observed in fig. 7, magnitude and phase of H_{meas} give the refractive index of the MUT (red point). This procedure is repeated independently for all frequencies. It is important to mention that the two actually measured signals $v_{air}(t_0)$ and $v_{mut}(t_0)$ are equivalent-time signals measured through the detection PCS and the LIA. Hence, their Fourier transforms are not equal to $V^+_{a_{air}}(\omega)$ and $V^+_{a_{mut}}(\omega)$ used to define H in eq. (3). The ratio $V^+_{a_{mut}}(\omega)/V^+_{a_{air}}(\omega)$ and the ratio $V^+_{mut}(\omega)/V^+_{air}(\omega)$ can however be considered equal under some assumptions that will be discuss in section IV.

We have applied this procedure to the study of some glycerol droplets that have been presented in section III-A. This has been done for eight different volumes of liquid ranging from 10 to 200 nL. The extracted value of the complex refractive index in the 50-550 GHz frequency range is shown in fig. 8 for each measurement. Experimental values from literature [29], [30], [31] for pure glycerol at room temperature have also been reported. Both the real part n' (decreasing from 2.1 to 1.8 in frequency) and the losses κ (decreasing from 0.5 to 0.1) are in good agreement with literature.

E. Considerations on uncertainties

Eight measurements have then been done with different droplet sizes in order to evaluate the variability (or random sources of uncertainty). Fig. 8 presents the results of the extracted values. The experiments are quite reproducible and the difference between extracted curves can mainly be explain by the error on the determination of the length of the MUT.

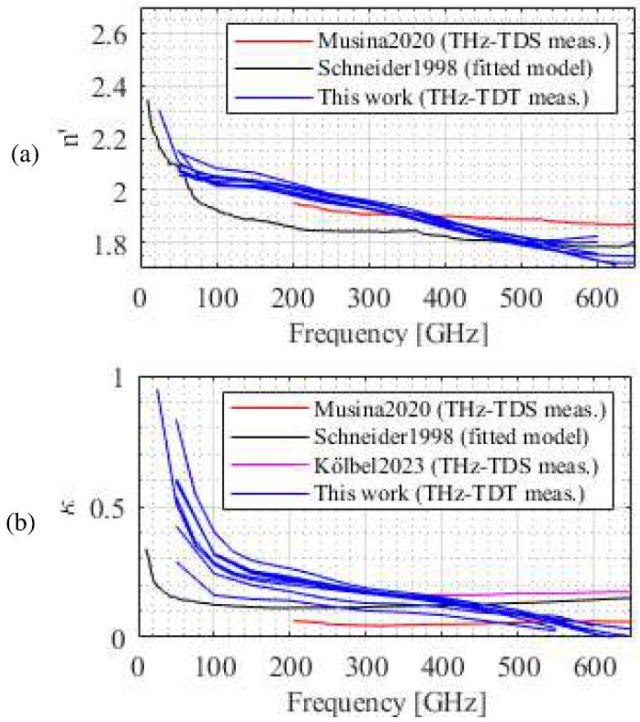


Fig. 8: Experimental extracted values of the refractive index n of 8 droplets of glycerol at room temperature (296.5°K): real part part n' (a) and imaginary part κ (b). Our method (blue line) is compared to [30] obtained by THz-TDS at room temperature, and to [29] obtained by fitting a empirical model to experimental data measured at 295°K on various frequency ranges.

This latter dimension is estimated by optical microscopy before the extraction procedure.

Moreover, this kind of experiment may suffer from systematic experimental sources of uncertainties, such as beam optical alignment, long term laser instability, etc. The extraction scheme based on FEM simulation of the transmission line cross-section also introduces systematic error due to the uncertainties on physical properties of the materials (conductivity of the conductors, complex refractive index of the substrate) and on the geometrical dimensions of the device.

The differential approach (unloaded/loaded) is intended to reduce the impact of those systematic errors.

IV. Impact of equivalent time sampling

The input of the extraction scheme presented in part III is $H(\omega)$ defined, in eq. (3), as the ratio of the real time propagating signals $v^+_{a_{air}}(t)$ and $v^+_{a_{mut}}(t)$. These signals are too fast to be directly measured and the experimental setup only gives access to the equivalent time signals $\tilde{v}^+_{b_{air}}(t_0)$ and $\tilde{v}^+_{b_{mut}}(t_0)$ (called $v_{air}(t_0)$ and $v_{mut}(t_0)$ is section III). In order to highlight the differences between the real time signal $v^+_{a_{air}}(t)$ and the equivalent time signal $\tilde{v}^+_{b_{air}}(t_0)$, they have both been simulated by using a circuit solver (Keysight ADS) coupled with numerical computation. Fig. 9 shows those

simulated signals. The equivalent time signal shows a much longer rise time than the real time signal due to the picosecond response time of the sampler. As a consequence one cannot consider that these two signals are similar contrary to the case were PCS are used to sample gigahertz frequency signals [32], [33]. However, this section provides a full study of the validity of the approximation of using equivalent time signals to define $H(\omega)$ and the associated assumptions.

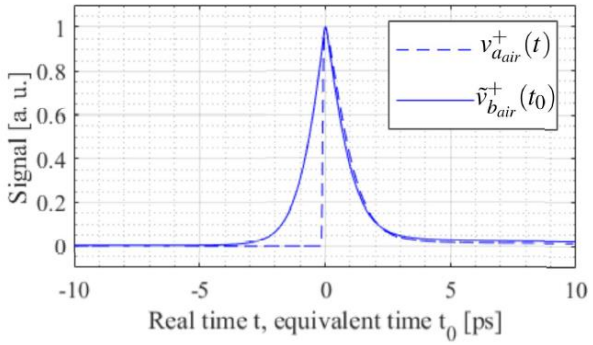


Fig. 9: Simulated real time signal (unmeasurable signal) versus equivalent time sampled signal (measured signal).

A. General relationship between real time and equivalent time signals

Fig. 10 shows the equivalent electrical circuit of the detection arm involving the detection PCS and the LIA.

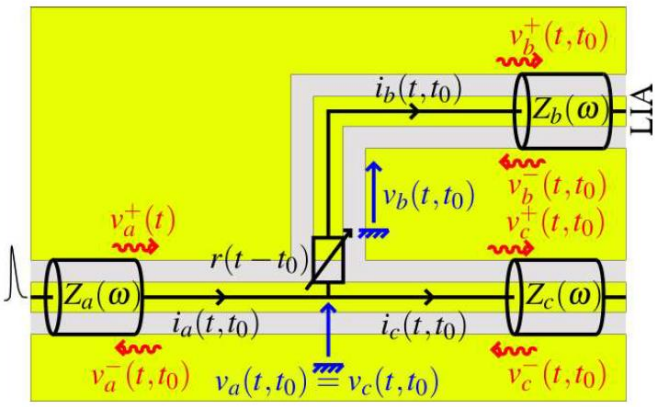


Fig. 10: Equivalent circuit model of the detection area.

The incident progressive voltage wave $v_a^+(t)$ is the pulse which propagated through the unloaded or loaded CPW transmission line. The incident pulse is sampled by the detection PCS, modeled by a time varying resistor $r(t-t_0)$, t_0 being the instant when the femtosecond laser excites the PCS (capacitive effects are neglected). The detection is then performed by a lock-in amplifier that receives the progressive voltage wave $v_b^+(t,t_0)$. Finally, the LIA provides the average value $\tilde{v}_b^+(t_0)$ of $v_b^+(t,t_0)$ for each equivalent time t_0 (corresponding to a position of the delay line):

$$\tilde{v}_b^+(t_0) \propto \int_{t=0}^{T} v_b^+(t,t_0)\,dt. \tag{7}$$

In addition to eq. (1), the relationship between the incident voltage wave $v_a^+(t,t_0)$ and the sampled voltage wave $v_b^+(t,t_0)$ can be established from fig. 10 by writing the system of equations of the equivalent circuit:

$$\begin{cases} v_a(t) + z_a(t) * \left(\frac{v_a(t)-v_b^+(t,t_0)}{r(t-t_0)} + i_c(t,t_0)\right) = 2v_a^+(t) \\ v_b^+(t,t_0) = z_b(t) * i_b(t,t_0) \\ v_a(t) = z_c(t) * i_c(t,t_0) \\ r(t-t_0)i_b(t,t_0) + v_b^+(t,t_0) = v_a(t), \end{cases} \tag{8}$$

where $z_i(t) = \mathfrak{F}^{-1}[Z_i(\omega)]$ is the inverse Fourier transform of the frequency dependent characteristic impedance of transmission line i. The only assumption here is that there is no reflected signals $v_b^-(t,t_0)$ or $v_c^-(t,t_0)$. This assumption is valid within a limited time window, and depends on the length of the access transmission lines.

With no further assumption, it is impossible to invert the global system of equations (7-8) and the measured signal $\tilde{v}_b^+(t_0)$ cannot be expressed as a function of the incident real time voltage wave $v_a^+(t)$. However, this can be achieved in the special case of lossless transmission line.

B. Special case of lossless transmission lines

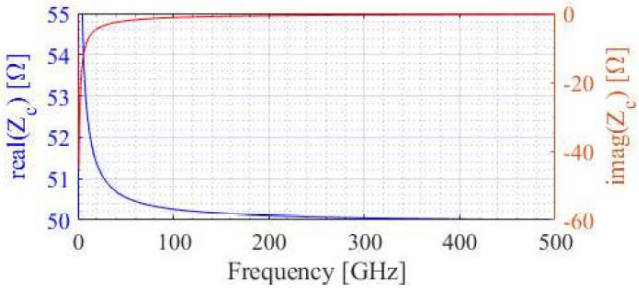


Fig. 11: Simulated characteristic impedance for used CPW line. Above 50 GHz, the real part of the characteristic impedance varies of less than 1 % and the imaginary tends towards zero.

The simulated real and imaginary parts of the characteristic impedance $Z_c(\omega)$ of the CPW transmission line that we are using (20-30-20 µm geometry on GaAs substrate) are plotted in fig. 11. Beyond 50 GHz, the characteristic impedance can be considered real and constant in frequency. Similarly, the same behavior can be observed for $Z_a(\omega)$ and $Z_b(\omega)$ (not represented here). This, in particular, corresponds to the common case of almost lossless transmission lines ($Z_i = \sqrt{(R+jL\omega)/(G+jC\omega)}$), with L and C constant in frequency and $R = G = 0$).

Under the approximation of real and constant characteristic impedances Z_i, $z_i(t) = Z_i\delta(t)$ convolution products in the system of equations (8) can be replaced by multiplications by Z_i. Furthermore, Z_i being real ensures all signals to be real. The simplification of the system of equations (8) leads to a relationship between $v_b^+(t,t_0)$ and $v_a^+(t)$:

$$v_b^+(t,t_0) = \underbrace{\frac{2 \;\; Z_b}{Z_a + Z_b + \frac{Z_a Z_b}{Z_c} + \; r\,(t-t_0)\left(1+\frac{Z_a}{Z_c}\right)}}_{m(t-t_0)} \; v_a^+(t). \tag{9}$$

The definition of a function $m(t-t_0)$ is given in eq. (9). This function captures the sampling effect of the PCS. Injecting eq. (9) in eq. (7), leads to a closed form expression of the equivalent time signal being measured $\tilde{v}_b^+(t_0)$:

$$\tilde{v}_b^+(t_0) \propto \; m(-t_0) * v_a^+(t_0). \tag{10}$$

The expression of the Fourier transform of $\tilde{v}_b^+(t_0)$ then becomes:

$$\tilde{V}_b^+(\omega) \propto \mathfrak{F}[m(-t_0)] \;\; V_a^+(\omega) \;\; . \tag{11}$$

And finally, applying eq. (11) to both the measured signals $\tilde{V}_{b_{air}}^+(\omega)$ and $\tilde{V}_{b_{mut}}^+(\omega)$ allows to demonstrate that the ratio $H(\omega)$ used for the extraction of the complex refractive index defined in eq. (3) can also be computed as:

$$H(\omega) = \frac{V_{a_{mut}}^+(\omega)}{V_{a_{air}}^+(\omega)} \approx \frac{\tilde{V}_{b_{mut}}^+(\omega)}{\tilde{V}_{b_{air}}^+(\omega)}. \tag{12}$$

As a consequence, the impact of the equivalent time sampling is then negligible for refractive index extraction if all transmission lines are almost lossless, which occurs in practice at high enough frequency.

V. Conclusion

The feasibility of extracting the complex refractive index of a droplet of material by a time-resolved optoelectronic transmissometry method has been demonstrated from 50 to 550 GHz. Validation is performed on a small volume droplet (15 nL) of glycerol by comparison with data from literature. Finally, this approach opens the way towards the creation of a laboratory on chip for the analysis in the 50-550 GHz range of low volumes of materials such as films, droplets or microfluidics channels.

Acknowledgment

The authors would like to thank Professor Andreas Wieck of the University of Bochum for providing the LTG-GaAs / GaAs wafer. The devices were processed at Institut Néel's Nano-Fab Lab, and we would like to thank Thomas Vasselon and all the technical staff for their invaluable help. Finally, we are very grateful to our colleagues Edouard Rochefeuille, Cyril Bernerd, Pierre Baptiste Vigneron, Kevin Bredillet, Olivier Lavastre and Quiang Lin from the CROMA laboratory for fruitful discussions and technical assistance.

References

[1] J. Krupka, "Frequency domain complex permittivity measurements at microwave frequencies," *Measurement Science and Technology*, vol. 17, no. 6, p. R55, Apr. 2006.

[2] J. P. Dunsmore, *Handbook of Microwave Component Measurements: with Advanced VNA Techniques*. Wiley, 2012.

[3] E. Pettinelli *et al.*, "Time domain reflectrometry: Calibration techniques for accurate measurement of the dielectric properties of various materials," *Review of Scientific Instruments*, vol. 73, no. 10, pp. 3553–3562, Oct. 2002.

[4] D.-Y. Kong *et al.*, "High resolution continuous wave terahertz spectroscopy on solid-state samples with coherent detection," *Optics Express*, vol. 26, no. 14, pp. 17 964–17 976, Jul. 2018.

[5] J.-L. Coutaz *et al.*, *Principles of Terahertz Time-Domain Spectroscopys*. Jenny Stanford Publishing, 2018.

[6] J. F. O'Hara *et al.*, "A Review on Thin-film Sensing with Terahertz Waves," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 33, no. 3, pp. 245–291, Mar. 2012. [Online]. Available: https://doi.org/10.1007/s10762-012-9878-x

[7] Y. Laamiri *et al.*, "Thin-film characterization by terahertz time-domain spectroscopy using grating-assisted excitation of guided modes," *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 7, p. 071106, 02 2009.

[8] R. Zhang *et al.*, "Terahertz microfluidic metamaterial biosensor for sensitive detection of small-volume liquid samples," *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 9, no. 2, pp. 209–214, 2019.

[9] W. Withayachumnankul *et al.*, "Sub-diffraction thin-film sensing with planar terahertz metamaterials," *Opt. Express*, vol. 20, no. 3, pp. 3345–3352, Jan 2012.

[10] K. Serita *et al.*, "I-design terahertz microfluidic chip for attomole-level sensing," *Journal of Physics: Photonics*, vol. 4, no. 3, p. 034005, 2022.

[11] D. H. Auston, *Picosecond Optoelectronic Devices*. edited by Chi H. Lee (Academic, London), 1984, ch. 4, pp. 73–117.

[12] C. Wood *et al.*, "On-chip pulsed terahertz systems and their applications," *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 27, no. 4, pp. 557–569, Apr. 2006.

[13] M. B. Byrne *et al.*, "Terahertz vibrational absorption spectroscopy using microstrip-line waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 18, p. 182904, Nov. 2008.

[14] M. Swithenbank *et al.*, "On-chip terahertz-frequency measurements of liquids," *Analytical Chemistry*, vol. 89, no. 15, pp. 7981–7987, Aug. 2017.

[15] S. Kasai *et al.*, "Micro Strip Line-Based On-Chip Terahertz Integrated Devices for High Sensitivity Biosensors," *Applied Physics Express*, vol. 2, no. 6, p. 062401, May 2009.

[16] P. Gallagher *et al.*, "Quantum-critical conductivity of the dirac fluid in graphene," *Science*, vol. 364, no. 6436, pp. 158–162, 2019.

[17] J. Wu *et al.*, "Excitation, detection and electrostatic manipulation of terahertz-frequency range plasmons in a two-dimensional electron system," *Scientific Reports*, vol. 5, no. 1, p. 15420, 2015.

[18] M. Swithenbank, "Terahertz Spectroscopy in Microfluidic Systems," phd, University of Leeds, Aug. 2017. [Online]. Available: https://etheses.whiterose.ac.uk/18515/

[19] L. Duvillaret *et al.*, "Highly precise determination of optical constants and sample thickness in terahertz time-domain spectroscopy," *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 2, pp. 409–415, Jan 1999.

[20] J. Lee *et al.*, "On-chip terahertz sensor based on low-loss coplanar strip lines for the analysis of microscale two-dimensional materials," *2022 47th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pp. 1–2, 2022.

[21] N. Laman *et al.*, "High-resolution waveguide thz spectroscopy of biological molecules," *Biophysical journal*, vol. 94, no. 3, pp. 1010–1020, Apr. 2008.

[22] J.-F. Roux *et al.*, "Time-resolved reflectivity characterization of polycrystalline low-temperature-grown gaas," *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 17, pp. 2462–2464, Apr. 1999.

[23] N. Zamdmer *et al.*, "Mode-discriminating photoconductor and coplanar waveguide circuit for picosecond sampling," *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 7, pp. 1039–1041, Feb. 1999.

[24] J. Allam *et al.*, "Monolithically-integrated optoelectronic circuit for ultrafast sampling of a dual-gate field-effect transistor," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 28, no. 7, pp. 875–896, Jul. 1996.

[25] L. Duvillaret *et al.*, "A reliable method for extraction of material parameters in terahertz time-domain spectroscopy," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 2, no. 3, pp. 739–746, Sept. 1996.

[26] H. Němec *et al.*, "Independent determination of the complex refractive index and wave impedance by time-domain terahertz spectroscopy," *Optics Communications*, vol. 260, no. 1, pp. 175–183, Apr. 2006.
[27] F. R. Faridi and S. Preu, "Pulsed free space two-port photonic vector network analyzer with up to 2 thz bandwidth," *Opt. Express*, vol. 29, no. 8, pp. 12 278–12 291, Apr 2021.
[28] D. M. Pozar, *Microwave engineering*. Wiley, 2012.
[29] U. Schneider *et al.*, "Dielectric and far-infrared spectroscopy of glycerol," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 235-237, pp. 173–179, Aug. 1998.
[30] G. R. Musina *et al.*, "Optimal hyperosmotic agents for tissue immersion optical clearing in terahertz biophotonics," *Journal of Biophotonics*, vol. 13, no. 12, p. e202000297, 2020.
[31] J. Kölbel *et al.*, "Terahertz dynamics in the glycerol-water system," *Phys. Rev. B*, vol. 107, p. 104203, Mar 2023. [Online]. Available: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.107.104203
[32] Y. Desmet, "Echantillonnage de signaux radar par voie optoélectronique : étude des non-linéarités des photoconducteurs à cavité résonante," Ph.D. dissertation, École doctorale Sciences pour l'ingénieur (Lille), 5 2018. [Online]. Available: https://www.theses.fr/2018LILUI019
[33] J. F. Roux *et al.*, "RF frequency response of photoconductive samplers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 47, no. 2, pp. 223–229, Feb. 2011.

Développement d'un procédé intégré de réflecto-transmissiométrie temporelle térahertz à excitation optoélectronique

Résumé

La caractérisation des propriétés diélectriques des matériaux est un domaine de recherche fondamental, motivé par la nécessité croissante de concevoir des dispositifs plus performants et efficaces dans de nombreuses applications technologiques. Par exemple, dans le domaine des radiofréquences, la connaissance précise de l'indice de réfraction est cruciale pour la conception, la simulation et l'optimisation des dispositifs électroniques tels que les antennes, les filtres ou encore les circuits intégrés. Ces travaux de thèse portent ainsi sur le développement de circuits THz intégrés et sur la mise au point d'une méthode de caractérisation de l'indice de réfraction de matériau via une approche temporelle. Cette technique utilise un laser impulsionnel femtoseconde combiné à l'utilisation de photocommutateurs ultrarapides pour la génération et la détection de signaux. Cette approche permet la mesure sur une gamme de fréquence allant de 50 à 550 GHz. Le matériau sous test, ainsi que les générateur et détecteur THz, sont intégrés au sein d'un dispositif permettant plus spécifiquement la mesure de matériau de faible volume. Dans ces travaux, une modélisation complète du système de mesure et la procédure d'extraction de l'indice de réfraction de matériau sont présentées. Une mise en œuvre expérimentale est également proposée avec notamment la caractérisation de l'indice de réfraction de gouttelettes de glycérol d'une centaine de nanolitres.

Mots-clés :

Hyperfréquences, THz, Spectroscopie dans le domaine temporel, Réflectométrie, Femtoseconde, Caractérisation de matériau, Indice de réfraction, Permittivité diélectrique

Abstract

Characterizing the dielectric properties of materials is a fundamental area of research, driven by the growing need to design more efficient and effective devices in many technological applications. For example, in the field of radio frequencies, precise knowledge of the refractive index is crucial for the design, simulation and optimization of electronic devices such as antennas, filters and integrated circuits. This thesis therefore focuses on the development of a method for characterizing the refractive index of materials using a time-domain approach. This technique uses a femtosecond pulsed laser combined with the use of ultrafast photoswitches for signal generation and detection. This approach allows the measurement over a frequency range from 50 to 550 GHz. The material under test, as well as the THz generator and detector, are assembled in an integrated device that is specifically relevant to measure small-volume materials. In this work, a complete model of the measurement system and the procedure for extracting the refractive index of the material are presented. An experimental implementation is also proposed, including characterization of the refractive index of glycerol droplets of around one hundred nanoliters.

Keywords :

Radiofrequencies, THz, Time-domain spectroscopy, Reflectometry, Femtosecond, Material characterization, Refractive index, Dielectric permittivity