



HAL
open science

Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde

L. Desplanque

► **To cite this version:**

L. Desplanque. Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, 2003. Français. NNT: . tel-00012147

HAL Id: tel-00012147

<https://theses.hal.science/tel-00012147>

Submitted on 14 Apr 2006

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

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

Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde

THÈSE

présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille le 20 Novembre 2003

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université

(spécialité Microondes et Microtechnologies)

par

Ludovic DESPLANQUE

Composition du jury

<i>Président :</i>	M. P.-A. Rolland
<i>Directeur de thèse :</i>	M. F. Mollot
<i>Co-directeur de thèse :</i>	M. J.-F. Lampin
<i>Rapporteurs :</i>	M. P. Crozat M. J.-L. Coutaz
<i>Examineurs :</i>	M. D.Lippens M. P.Haring Bolivar

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) depuis Septembre 2000. Je remercie Messieurs les Professeurs **Georges Salmer** et **Alain Cappy** successivement directeurs de l'IEMN pendant cette période pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire. Je remercie également le Centre National de la Recherche Scientifique et la Région Nord-Pas-de-Calais pour leur soutien financier.

Mes plus vifs remerciements et toute ma reconnaissance vont à **Jean-François Lampin**, Chercheur au CNRS, pour m'avoir initié aux joies de la recherche en encadrant cette thèse. Sans sa rigueur scientifique, son intuition, ses connaissances, sa passion, sa disponibilité et son sens pédagogique, il est évident que ces travaux n'auraient pas connu les mêmes résultats.

Je remercie particulièrement Monsieur **Francis Mollot**, directeur de recherche au CNRS et responsable de l'équipe Epitaxie, pour m'avoir incité, il y a quelques années, à suivre le chemin de la recherche et pour avoir accepté de diriger ce sujet passionnant. Son expérience, ses conseils et son sens physique ont été déterminants dans la réussite de ce travail.

Je suis très reconnaissant à Monsieur **Paul-Alain Rolland**, Professeur à l'USTL, d'avoir soutenu ce projet et de me faire l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

Je remercie également Messieurs **Paul Crozat**, Professeur à l'Université Paris XI, et **Jean-Louis Coutaz**, Professeur à l'Université de Savoie, pour avoir accepté de juger ce travail en qualité de rapporteurs.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur **Didier Lippens**, directeur de Recherche au CNRS, pour ses conseils et son expérience dans le domaine des térahertz. Je le remercie également pour sa participation au jury chargé d'évaluer ce travail.

Je remercie Monsieur **Peter Haring Bolivar**, Professeur à l'Université d'Aix-la-Chapelle (RWTH), pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

De nombreuses personnes ont participé de près ou de loin à ces travaux. Parmi elles, je remercie **Christophe Coinon** et **Jean-Louis Codron** pour la qualité des couches épitaxiales et les mesures de DDX, **Emilien Peytavit** et **Tahsin Akalin** pour les simulations électromagnétiques HFSS, **Mohammed Zaknoute** pour la réalisation des TBH, **Florian Cacho** pour sa participation à la réalisation des lignes sur substrat de GaAs aminci, **Steeve Arscott** pour ses conseils technologiques, **Annie Fattorini** et **André Leroy** pour les métallisations, **Didier Vandermoere** pour ses doigts de fées et la qualité de ses microsoudures, **Christiane Legrand** pour les dépôts de couches anti-reflet et les gravures plasma, **Christophe Boyaval** pour les séances MEB, **Arnaud Devos** pour ses conseils et son partage du laser, **Evelyne Lampin** pour avoir fait tourner quelques simulations FDTD gourmandes sur sa station de travail, **Jean-Luc Lorriaux** pour son aide technique au polissage, **Marc François** et **Michel Muller** pour la réalisation des masques de lithographie, **Pierre Mancini** et **Jean-Claude Andries** pour leur usinage de précision des pièces nécessaires au montage du dispositif expérimental, **Véronique Gysembergh** pour avoir déniché les articles introuvables, **Pierre Armand** pour sa légendaire bonne humeur et bien d'autres personnes encore...

Enfin, je souhaiterais remercier l'ensemble de l'équipe Epitaxie pour la bonne ambiance qu'il y règne et plus particulièrement les "Daltons¹ du bureau 103" : **Thomas Géhin, Sébastien Dhellemmes** et **Eric Lefebvre**, pour leurs blagues moins bonnes mais malheureusement plus fréquentes que leurs pâtisseries.

¹Référence à la bande dessinée "Lucky Luke" et non à l'unité de poids moléculaire correspondant à la masse d'un atome d'Hydrogène.

A Hélène,
à mes parents.

“...Telle était la donnée. Comment donc obtenir un effet comparable à celui d'un volcan, sans pour autant se faire sauter soi-même ? Ce qu'en somme père désirait, c'était une sorte de volcan portatif : l'idée lui en était venue, l'avait illuminé une nuit où il guettait derrière la barricade. Mais de la théorie à la pratique, il y a loin. Et une idée, si juste soit-elle, ne vous chassera pas une famille d'ours de sa caverne, le lui expliqueriez-vous en long et en large. Certes, l'élégance de sa théorie réjouissait père, et à bon droit ; mais il se rendait compte que s'il se contentait de s'en réjouir, il serait infailliblement mangé avec le reste de la famille. ...”

“Pourquoi j'ai mangé mon père”, Roy Lewis.

Table des matières

Introduction	9
Chapitre 1 Métrologie des dispositifs électroniques ultra-rapides	15
1.1 La mesure hyperfréquence “traditionnelle”	15
1.1.1 Les paramètres de la matrice de répartition ou matrice S	15
1.1.2 Les limites des instruments de mesures hyperfréquences classiques	16
1.2 L'échantillonnage électronique ultra-rapide : une alternative intéressante	18
1.2.1 Principes de base de la mesure temporelle	18
1.2.2 L'échantillonnage en temps équivalent	20
1.2.3 L'échantillonnage électronique	20
1.3 L'échantillonnage optique ultra-rapide	26
1.3.1 Généralités	26
1.3.2 Génération d'une impulsion électrique par voie optique	26
1.3.3 Détection optique d'une impulsion électrique	33
1.4 Conclusion	45
Chapitre 2 Les outils expérimentaux	53
2.1 L'instrumentation optique ultra-rapide	53
2.1.1 La source laser impulsionnelle	53
2.1.2 Les éléments du système expérimental d'échantillonnage	56
2.1.3 La mesure d'intercorrélation optique	57
2.2 Les différentes configurations du système d'échantillonnage	60
2.2.1 Une configuration verticale pour une mesure à travers le substrat	60
2.2.2 Une configuration horizontale pour une mesure en réflexion sur la surface du substrat	62
2.3 Dispositif de spectrométrie d'absorption	65
2.4 L'Arséniure de Gallium épitaxié à basse température	67
2.4.1 Introduction	67
2.4.2 Epitaxie et recuit des échantillons	68

2.4.3	Caractérisation des couches épitaxiées	70
2.4.4	Conclusion	77
2.5	La technologie des “lignes-tests”	77
2.5.1	Réalisation des lignes planaires	77
2.5.2	Réalisation des lignes microruban sur GaAs aminci	80
2.5.3	Conclusion	81
Chapitre 3	Démonstration de l’échantillonnage Franz-Keldysh ultra-rapide	85
3.1	L’effet Franz-Keldysh : un effet d’électroabsorption ultra-rapide	85
3.1.1	Modèle théorique	85
3.1.2	Temps de réponse de l’électroabsorption	90
3.1.3	Propriétés d’électroabsorption des couches épitaxiales de GaAs BT	94
3.1.4	Conclusion	95
3.2	Echantillonnage Franz-Keldysh sur une ligne de transmission planaire	97
3.2.1	Choix du dispositif de mesure	97
3.2.2	Etapas de réglages	97
3.2.3	Résultats dynamiques	103
3.3	Quelques effets particuliers...	112
3.3.1	Les effets parasites de la mesure	112
3.3.2	Influence de l’espace inter-électrode	117
3.3.3	Mesure “à distance de propagation nulle”	120
3.4	Echantillonnage Franz-Keldysh d’impulsions électriques picoseconde sur une ligne microruban	125
3.4.1	Détection par effet Franz-Keldysh dans une structure verticale	125
3.4.2	Comment générer une impulsion électrique ultra-rapide sans matériau à temps de vie court ?	126
3.5	Conclusion	131
Chapitre 4	Vers la caractérisation de composants actifs...	137
4.1	Les problèmes à résoudre	137
4.2	La pointe polarisante : une solution au problème de non-linéarité de l’effet Franz-Keldysh	139
4.3	Le report “post-process” de couches épitaxiales de GaAs et d’AlGaAs BT	142
4.3.1	Le report de couches épitaxiales	142
4.3.2	Principe de la mesure : deux matériaux différents pour une même longueur d’onde	148

4.3.3	Génération et détection d'impulsions électriques subpicosecondes sur substrat de quartz [19, 20]	150
4.4	Une pointe pour générer, une pointe pour détecter...	157
4.4.1	Première tentative	157
4.4.2	Deuxième tentative	157
4.4.3	Réalisation d'une sonde à effet Franz-Keldysh	160
4.5	Vers la caractérisation d'un Transistor Bipolaire à Hétérojonction	163
 Chapitre 5 Application de l'échantillonnage Franz-Keldysh à la caractérisation de composants THz		169
5.1	Les lignes de transmission THz	169
5.1.1	Généralités sur les lignes de transmission	169
5.1.2	Mise en évidence des effets du rayonnement par onde de choc électromagnétique dans les lignes CPS	179
5.1.3	Etude des modes de propagation d'une ligne coplanaire à 3 rubans	195
5.1.4	La ligne microruban sur GaAs aminci : des pertes minimales aux fréquences THz	201
5.2	Mesures des paramètres S de filtres réjecteurs de Bragg à 350 et 560 GHz	208
5.2.1	Topologie du filtre	208
5.2.2	Modélisation	208
5.2.3	Caractérisation d'un filtre de Bragg à 350 GHz sur GaAs par échantillonnage Franz-Keldysh interne	210
5.2.4	Caractérisation d'un filtre de Bragg à 560 GHz sur quartz par échantillonnage Franz-Keldysh externe	211
 Conclusions et perspectives		219
 Bibliographie		223

Introduction

En 1765, il fallait 12 jours, au petit trot, pour joindre Paris à Marseille en diligence. En 1840, ce délai avait été ramené à 3 jours grâce à la malle-poste tirée par des chevaux au galop et avec de nombreux relais. En 1870, grâce à la force de la vapeur, il ne fallait déjà plus que 15 heures pour relier Paris à Marseille. Il ne faut plus maintenant que 3 heures grâce au TGV. Que ce soit dans le domaine des transports, de l'informatique ou des télécommunications, la fascination éternelle de l'Homme pour la vitesse est à l'origine des plus grandes innovations technologiques. Repousser les limites de vitesse, c'est maîtriser à la fois l'espace et le temps.

Ainsi, si l'on cite souvent la loi de Moore en référence pour expliquer la miniaturisation des composants au cours des cinquantes dernières années, une loi toute aussi prédictive pourrait sans doute être établie pour exprimer la montée en fréquence des dispositifs électroniques. Depuis le premier transistor réalisé par Schockley, Bardeen et Brattain en 1948, la rapidité des composants électroniques n'a cessé d'augmenter. Les fréquences de coupure des composants électroniques les plus rapides ont augmenté de près de six ordres de grandeur et atteignent aujourd'hui plusieurs centaines de GHz voire 1 THz (10^{12} Hz). Parmi ces composants actifs, les diodes (Schottky, HBV², RTD³ ou TUNETT⁴) ont vu leur performances décuplées par la maîtrise des procédés de croissance d'hétérostructures semiconductrices notamment grâce à l'épitaxie par jets moléculaires. C'est le cas également des transistors à effet de champ utilisant un canal d'électrons à hautes mobilité (HEMT⁵) ou des transistors bipolaires à hétérojonction (TBH). La possibilité de réduire les dimensions des électrodes à des tailles bien inférieures au micron grâce à la lithographie électronique a permis en outre d'atteindre des temps de commutation de l'ordre de quelques picosecondes. La montée en fréquence des composants s'est naturellement accompagnée d'une augmentation des fréquences de fonctionnement des éléments passifs permettant la réalisation de circuits intégrés et offrant de nombreuses applications dans les systèmes de télécommunication à très haut débit. Ces débits atteignent déjà aujourd'hui près de 40 Gb/s et la réduction des dimensions critiques vers les 40 nm et l'utilisation d'hétérostructures à base d'antimoine permettront dans les dix ans à venir d'atteindre des fréquences de coupure extrinsèques de 1 THz, offrant entre autres la possibilité de mettre en oeuvre des liaisons à 160 Gb/s et des communications mobiles à 120 GHz [1].

Si la réduction des dimensions des composants électroniques, axe de recherche privilégié ces dernières années, permet la réalisation de dispositifs toujours plus rapides, les systèmes de mesure permettant de caractériser le fonctionnement de ces composants et d'en déduire leurs limites intrinsèques ne connaissent pas le même essor.

²Heterostructure Barrier Varactor

³Resonant Tunneling Diode

⁴Transit-time diode with tunnel injection of electrons

⁵High Electron Mobility Transistor

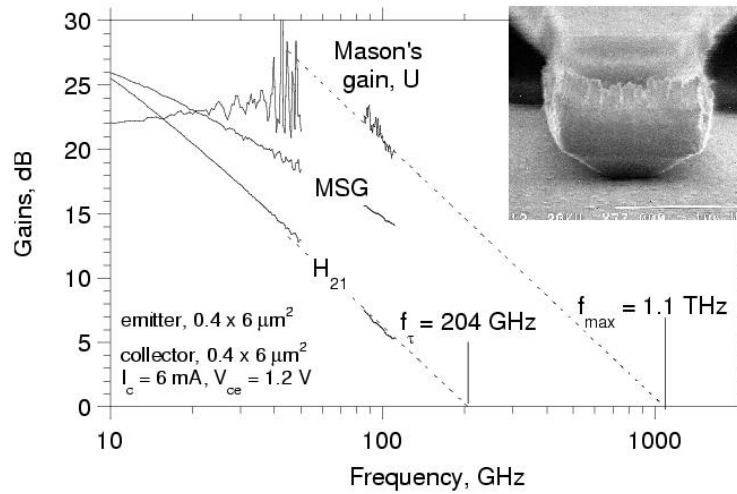


FIG. 1 – Caractéristiques d'un Transistor Bipolaire à Hétérojonction InAlAs/InGaAs en technologie transférée réalisé à l'Université de Californie à Santa-Barbara.

Les appareils de mesure existants utilisant eux-mêmes des composants électroniques montrent leur limites dès qu'il s'agit de mesurer les performances de composants encore plus rapides. De plus, la réduction des dimensions des composants ultra-rapides pose un gros problème de connectique avec les instruments de mesure. La figure 1 illustre ce problème de métrologie. Elle indique les résultats de mesures réalisées sur un transistor bipolaire à hétérojonction InAlAs/InGaAs submicronique mis au point à l'Université de Californie à Santa-Barbara [2]. Les mesures sont effectuées grâce à un analyseur de réseaux jusque 110 GHz et sont ensuite extrapolées sur plus d'une décade pour en déduire une fréquence maximale d'oscillation de 1,1 THz. On peut objectivement s'interroger sur la validité d'une telle extrapolation et l'auteur lui-même indique que ces résultats sont à considérer avec précautions. Des solutions alternatives aux moyens de mesure actuels sont donc indispensables.

L'une d'elles est le recours à l'optique. Depuis l'invention du laser par Maiman en 1960, la rapidité des sources a connu une évolution fulgurante supérieure à celle de la microélectronique puisque la durée des impulsions laser les plus courtes a diminué de neuf ordres de grandeur. On dispose aujourd'hui de sources lasers ultra-rapides commerciales délivrant des impulsions dont la durée est de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$). Par un système de conversion optoélectronique ou électro-optique, il est possible par une technique dite d'échantillonnage d'étudier la réponse d'un composant électronique à une impulsion électrique picoseconde. Le spectre associé à cette impulsion s'étend jusque plus de 1 THz soit bien au-delà des capacités des méthodes de caractérisation classiques. Depuis une vingtaine d'années, plusieurs techniques électro-optiques ont été développées mais elles nécessitent dans la plupart des cas un compromis sévère entre résolution temporelle, sensibilité et perturbation induite dans le circuit sous test. D'autre part, leur utilisation de manière courante pour la caractérisation est encore limitée par le manque de souplesse et la complexité du dispositif de mesure.

De la volonté de l'IEMN de se doter d'un outil de caractérisation pour ses composants les plus rapides est né le sujet de cette thèse. L'idée première était d'exploiter les propriétés d'électroab-

sorption de structures à puits quantiques pour mettre au point une méthode d'échantillonnage électro-optique ultra-rapide basée sur l'effet Stark. Les résultats obtenus pendant mon stage de DEA ont montré qu'un autre effet d'électroabsorption, plus important que celui que nous pensions utiliser, permettait de réaliser les mesures désirées d'une manière beaucoup plus simple puisqu'il ne nécessitait aucune structure de confinement quantique [3]. Il s'agit de l'Effet Franz-Keldysh.

La mise au point de cette nouvelle méthode d'échantillonnage a nécessité tout-d'abord la mise en place de différents bancs de mesure basés sur des éléments d'optique ultra-rapide. Ensuite, pour réaliser les conversions optoélectroniques ou électro-optiques, des matériaux spécifiques ont été mis au point. Ces matériaux semiconducteurs ont été réalisés par épitaxie par jets moléculaires à l'IEMN et une étude particulière de leurs propriétés optiques et électriques a été menée. Enfin, ces matériaux ont été intégrés au sein de structures de propagation tests. Bien sûr, l'aboutissement de ces différentes étapes est la réalisation de mesures d'échantillonnage subpicoseconde et leurs applications à la caractérisation de composants électroniques THz.

Cette étude s'organise de la façon suivante.

Le premier chapitre expose les différentes techniques existantes utilisées pour la caractérisation de composants électroniques rapides. Ces méthodes peuvent être fréquentielles ou temporelles, électroniques ou optiques. Nous insisterons particulièrement sur les mesures temporelles.

Le deuxième chapitre présente les différents dispositifs expérimentaux mis en place ainsi que les conditions de croissance et les propriétés des matériaux épitaxiés. Enfin sont décrites les étapes technologiques nécessaires à la réalisation des structures de propagation permettant de tester la méthode d'échantillonnage.

Le chapitre III explique les principes physiques de l'effet Franz-Keldysh et analyse ses limites en matière de réponse temporelle et sensibilité. Il présente les premiers résultats dynamiques obtenus en utilisant les propriétés du substrat semiconducteur sur des lignes de transmission de topologies différentes.

Le chapitre IV présente les développements technologiques apportés à la technique d'échantillonnage Franz-Keldysh pour pouvoir caractériser un grand nombre des composants actifs et plus particulièrement un transistor bipolaire à hétérojonction submicronique.

Enfin, le dernier chapitre montre les applications de l'échantillonnage Franz-Keldysh à la caractérisation de lignes de transmission et de filtres fonctionnant dans le domaine THz.

Bibliographie

- [1] M.Rocchi, “Avancées récentes des filières III-V dans le domaine des télécommunications mobiles et à haut débit sur fibre optique”, Journées Nationales Microondes, JNM 2003, Lille.
- [2] M.Rodwell, Y.Betser, S.Jaganathan, T.Mathew, P.K.Sundarajan, S.C.Martin, R.P.Smith, Y.Wei, M.Urtega, D.Scott and S.Long, “Submicron lateral scaling of HBTs and other vertical-transport devices : towards THz bandwidths”, in Proceedings Gallium Arsenide applications Symposium. , GAAS 2000, Paris.
- [3] L.Desplanque, “Génération et détections d’impulsions électromagnétiques THz guidées”, D.E.A. d’Electronique de l’Université des Sciences et Technologies de Lille 1, Juillet 2000.

Chapitre 1

Métrologie des dispositifs électroniques ultra-rapides

Ce premier chapitre constitue une introduction aux différentes techniques utilisées pour mesurer les caractéristiques d'un composant hyperfréquence. Nous commencerons par une présentation rapide de l'instrument généralement utilisé dans le domaine fréquentiel, l'analyseur de réseaux, et montreront les difficultés rencontrées pour la caractérisation de composants fonctionnant à plusieurs centaines de GHz. Nous évoquerons ensuite les techniques de mesure dans le domaine temporel et plus particulièrement les méthodes d'échantillonnage en temps équivalent. Enfin, nous détaillerons les méthodes électro-optiques de caractérisation hyperfréquence.

1.1 La mesure hyperfréquence “traditionnelle”

1.1.1 Les paramètres de la matrice de répartition ou matrice S

Caractériser un composant signifie établir une loi de comportement qui décrit avec précision les relations entrées-sorties du composant. Lorsque ce composant est un quadripôle (comme ce sera le cas pour la plupart des composants que nous étudierons), les relations entrées-sorties sont multiples et la loi de comportement est une matrice de transfert qui traduit les propriétés de transmission ou de réflexion du composant. Ces propriétés sont généralement établies par une approche fréquentielle “petit-signal” (régime linéaire) et la matrice regroupant ces lois de transfert est appelée matrice de répartition ou matrice Scattering (matrice S). Ces différents coefficients complexes sont appelés paramètres S. La matrice de répartition est définie par la relation :

$$[b_{reflechi}] = [S][a_{incident}]$$

soit,

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$$

où b_1 et b_2 représentent les ondes réfléchies par les ports 1 et 2 et a_1 et a_2 représentent les ondes incidentes sur ces mêmes ports.

Nous avons donc :

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}$$

1.1.2 Les limites des instruments de mesures hyperfréquences classiques

L'instrument généralement utilisé pour déterminer la réponse fréquentielle des composants électroniques rapides est l'analyseur de réseaux. Ce dispositif permet, à partir d'une source monofréquentielle accordable, d'évaluer les paramètres S de quadripôles, en amplitude pour les analyseurs de réseaux de type scalaire ou en amplitude et phase pour les analyseurs de réseaux de type vectoriel.

Le principe de fonctionnement de l'analyseur de réseaux est représenté sur la figure 1.1. Un générateur délivre un signal sinusoïdal hyperfréquence très pur. La pureté spectrale de cette source est obtenue par l'utilisation d'un oscillateur à cristal de YIG⁶ dont la fréquence de résonance est ajustée par l'intermédiaire d'un champ magnétique appliqué au matériau. L'analyseur de réseaux dispose de deux ports notés 1 et 2. Sur chaque port, des coupleurs directifs permettent d'exploiter séparément les signaux incidents des signaux réfléchis par le composant sous test (DUT⁷).

Ces signaux sont ensuite convertis à plus basse fréquence à l'aide de mélangeurs. Ces mélangeurs sont en général réalisés à l'aide de diodes Schottky. La caractéristique non-linéaire de ces composants permet de faire apparaître des termes à la fréquence $f - f_{OL}$ où f est la fréquence de la mesure et f_{OL} la fréquence d'un oscillateur local.

La mesure vectorielle nécessite la détermination simultanée de l'amplitude et de la phase. En pratique cela est souvent réalisé grâce à un double changement de fréquence (20 MHz puis 100 kHz) effectué par deux mélangeurs successifs, suivi d'une boucle à verrouillage de phase à la fréquence basse. Les diodes Schottky commerciales ont des fréquences de coupures de plusieurs centaines de GHz pour les plus performantes. Au niveau recherche, des fréquences de coupure de plusieurs THz ont été démontrées.

Les coupleurs directifs utilisés comportent en pratique plusieurs imperfections. En particulier, ils ne séparent pas "complètement" l'onde aller de l'onde retour. Ces imperfections sont généralement corrigées par une procédure de calibration. Cette procédure a pour but de déterminer pour chacune des fréquences, les termes d'erreur introduits par les imperfections des coupleurs mais également par les pertes du guide ou câble amenant le signal hyperfréquence jusqu'aux pointes de l'analyseur de réseau et celles provenant du contact entre ces pointes et le composant sous test. Cette calibration est réalisée à partir de différents étalons (charge adaptée (50 Ω), court-circuit, circuit ouvert, tronçon de ligne) que l'on connecte successivement à chacun des ports de l'analyseur de réseaux. Plusieurs procédures de calibration existent.

Le principe de l'analyseur de réseaux engendre un certain nombre de difficultés pratiques dès qu'il s'agit d'établir les caractéristiques de composants au-delà d'une centaine de GHz.

Tout d'abord, l'obtention d'une source hyperfréquence très pure et très stable à ces fréquences nécessite plusieurs étages de multiplication et d'amplication du signal délivré par le résonateur YIG. Ces fonctions sont bien-sûr assurées par des transistors et des diodes. Les performances des diodes permettent toutefois la génération d'harmoniques d'ordre très élevé et donc d'atteindre des fréquences de plusieurs centaines de GHz en conservant une bonne pureté spectrale. Le signal est ensuite filtré pour sélectionner l'harmonique désirée. Cette sélection se fait en général naturellement par le guide d'onde métallique utilisé pour acheminer le signal hyperfréquence jusqu'aux pointes qui se comporte comme un filtre passe-haut. Il s'agit d'ailleurs d'une seconde complica-

⁶Yttrium Iron Garnet

⁷Device Under Test

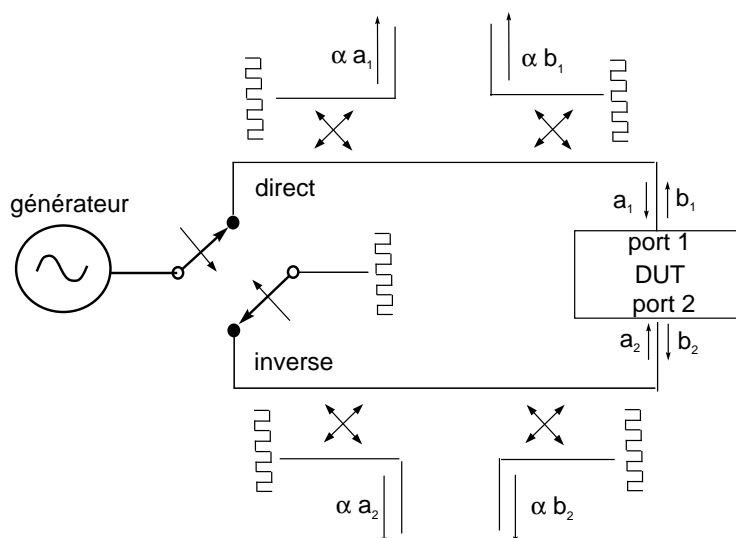


FIG. 1.1 – Représentation schématique de l’analyseur de réseau. Direct : mesure du $S_{11} = b_1/a_1$ ou du $S_{21} = b_2/a_1$, Inverse : mesure du $S_{22} = b_2/a_2$ ou du $S_{12} = b_1/a_2$.

tion puisque l’observation des caractéristiques d’un composant sur une large plage fréquentielle nécessite plusieurs changements de mélangeurs et de guide d’onde⁸. Les guides rectangulaires restent difficiles à fabriquer pour ces fréquences : 1,30 x 0,65 mm pour un guide 140 - 220 GHz avec une tolérance meilleure que 25 μm .

Certains analyseurs de réseaux permettent aujourd’hui une mesure de 0 à 110 GHz grâce à l’utilisation d’un guide coaxial en remplacement du guide d’onde rectangulaire. Pour atteindre une bande passante de 200 GHz, les dimensions du guide coaxial et des connecteurs nécessaires (diamètre interne du conducteur externe = 1,0 mm) rendent difficiles sa réalisation technologique et son utilisation. Enfin, le principal problème à résoudre est l’injection du signal hyperfréquence sur le composant à tester. Cette injection se fait à l’aide de pointes hyperfréquences (trois pointes). Ces pointes sont en fait constituées d’un guide coplanaire d’impédance 50 Ω . Pour limiter les pertes aux hautes fréquences, ces tronçons de lignes ont des dimensions latérales de plus en plus réduites et leur contact avec les accès du composant sous test est de plus en plus délicat. La transition entre le guide d’onde et les pointes génère des pertes et des réflexions. D’autre part, la procédure de calibration qui corrige ces discontinuités d’impédance parasites est rendue difficile par l’absence d’étalons précis à plusieurs centaines de GHz. Enfin, le manque de répétabilité dans le “toucher” des pointes engendre des erreurs, la calibration est beaucoup moins bonne.

Les caractéristiques des analyseurs de réseaux sont toutefois en progression régulière. La bande passante 75-110 GHz est apparue au début des années 90. Aujourd’hui la bande 140-220 GHz est disponible commercialement et la bande 220-325 GHz est en développement (le mélangeur existe, mais pas encore les pointes). La société française ABmm[80] commercialise un analyseur de réseaux atteignant 800 GHz mais cet instrument permet difficilement la caractérisation de composants intégrés puisque le signal hyperfréquence est rayonné en espace libre à l’aide d’un cornet. La seule solution est alors d’effectuer des mesures en guide d’onde. Si cette méthode

⁸La plage couverte avec un système est en général de 1 :1,5 (moins d’une octave).

peut être utilisée pour la mesure des performances de diodes fonctionnant à plusieurs centaines de GHz, elle est difficilement envisageable pour la mesure des paramètres S d'un transistor.

1.2 L'échantillonnage électronique ultra-rapide : une alternative intéressante

Une alternative à l'étude harmonique d'un composant sur une large plage de fréquence est l'étude de la réponse de ce composant à une impulsion électrique dont le spectre recouvre la gamme fréquentielle visée. Cette mesure impulsionnelle ou indicielle (échelon) permet de remonter au comportement fréquentiel du composant par transformée de Fourier. L'augmentation du débit des télécommunications entraîne l'utilisation de signaux numériques présentant des fronts de montée ou de descente de plus en plus rapides. Ces signaux sont générés par des transistors dont les temps de commutation sont de plus en plus courts. L'évaluation directe de ces délais présente donc un intérêt particulier puisqu'elle permet d'évaluer les performances intrinsèques de composants ou de circuits logiques et également de comprendre leurs limitations.

1.2.1 Principes de base de la mesure temporelle

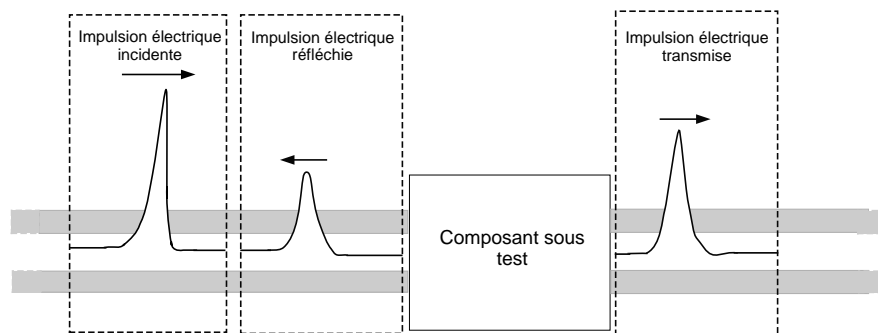
L'utilisation de la technique d'échantillonnage pour la caractérisation impulsionnelle d'un composant est illustrée sur la figure 1.2. Pour établir les paramètres S caractérisant complètement le composant, plusieurs mesures sont nécessaires : celle de l'impulsion incidente sur le composant, celle de l'impulsion réfléchi par le composant et celle de l'impulsion transmise par le composant dans les deux sens. Pour pouvoir exploiter indépendamment chacune de ces impulsions et réaliser leur transformée de Fourier, un fenêtrage temporel adapté à la durée du signal et à la résolution fréquentielle désirée est nécessaire. En effet, par le mécanisme de la transformée de Fourier rapide (FFT), la durée de la plage temporelle mesurée fixe la résolution fréquentielle et le pas temporel utilisé fixe la largeur de la gamme fréquentielle obtenue par FFT. Pour une meilleure résolution spectrale, on a donc intérêt à réaliser des fenêtrages temporels larges avec un pas de mesure assez fin. Il faut cependant faire un compromis entre la résolution spectrale, le temps d'acquisition et l'élimination d'éventuels échos parasites pour réaliser un fenêtrage temporel bien adapté à l'impulsion à mesurer.

D'autre part, la mesure temporelle est bien adaptée à la mesure "grand-signal". Dans ce cas la détermination de paramètres S n'a plus réellement de sens. Le test de composant dans des conditions d'utilisation réelles est le plus efficace.

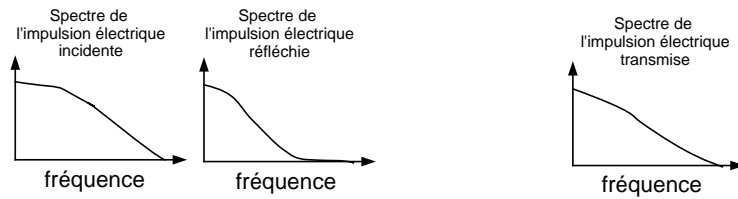
Les mesures résolues temporellement peuvent être réparties en plusieurs catégories (comme le montre la figure 1.3 [1]). On peut distinguer tout d'abord les mesures en "temps réel" des mesures réalisées en temps équivalent.

Les mesures en "temps réel" peuvent elles-mêmes être scindées en deux catégories : les mesures continues et les mesures par échantillonnage. La mesure continue correspond à celle que l'on réalise à l'aide d'un oscilloscope classique (ou sa version plus rapide : le tube cathodique à onde progressive, cousin de la caméra à balayage de fente ou "streak camera"). La mesure par échantillonnage en "temps réel" également appelée "monocoup" est elle réalisée grâce à de multiples portes d'échantillonnage réparties le long d'une ligne de transmission [2, 3]. Nous ne décrirons pas ici ces méthodes en "temps réel". Du reste, leur utilisation est restreinte à des applications très spécifiques en général assez éloignées de la caractérisation de composants.

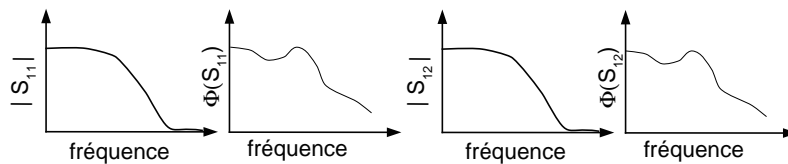
En ce qui concerne les mesures en temps équivalent, elles sont essentiellement réalisées par



a. Mesure de la réponse impulsionnelle d'un composant



b. Evaluation du spectre de Fourier des signaux temporels mesurés



c. Détermination des paramètres S du composant

FIG. 1.2 – Principe de la mesure impulsionnelle

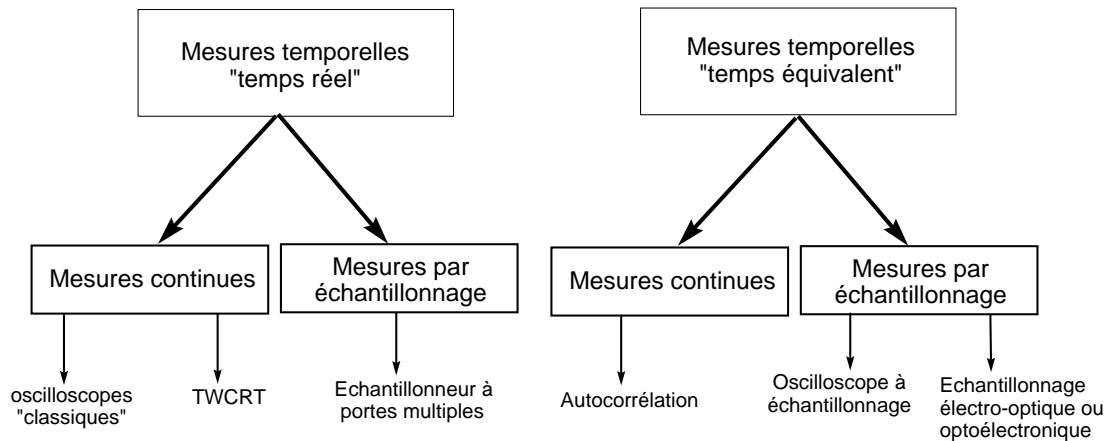


FIG. 1.3 – Les différentes catégories de mesures temporelles.

échantillonnage.

1.2.2 L'échantillonnage en temps équivalent

L'échantillonnage est une technique qui permet d'enregistrer, de mesurer et de mettre en mémoire une ou plusieurs valeurs instantanées d'une information ou d'un signal, ceci pour être ensuite utilisé à des fins de traitement ou de visualisation. Le procédé d'échantillonnage peut être comparé à un stroboscope mécanique et de ce fait par principe même, il ne peut s'appliquer qu'à des signaux périodiques et répétitifs quelle que soit la forme de ceux-ci. Il en découle donc qu'il ne peut être utilisé pour analyser un signal unique. Le principe consiste à prélever une série d'informations caractérisant la forme du signal. Chaque information est "interceptée" sur une période différente du signal à analyser. En contrôlant précisément le délai entre chaque "interception" par rapport à la période du signal analysé, les échantillons d'information prélevés sont classés sur une échelle de temps équivalent et l'on reconstitue ainsi la forme temporelle du signal à analyser sur une période. La figure 1.4 illustre ce principe de mesure.

La résolution temporelle d'une telle mesure dépend bien entendu de la précision sur le délai entre chaque "interception" d'information, de la stabilité du signal périodique analysé mais aussi de la durée de "prélèvement" des échantillons. Lorsque ces "prélèvements" ont une durée comparable aux variations du signal mesuré, une décorrélation mathématique de la forme temporelle détectée est possible mais elle nécessite une parfaite connaissance de la forme du signal d'échantillonnage.

1.2.3 L'échantillonnage électronique

Nous nous intéressons dans cette partie à la mise en oeuvre du principe d'échantillonnage par des moyens purement électroniques.

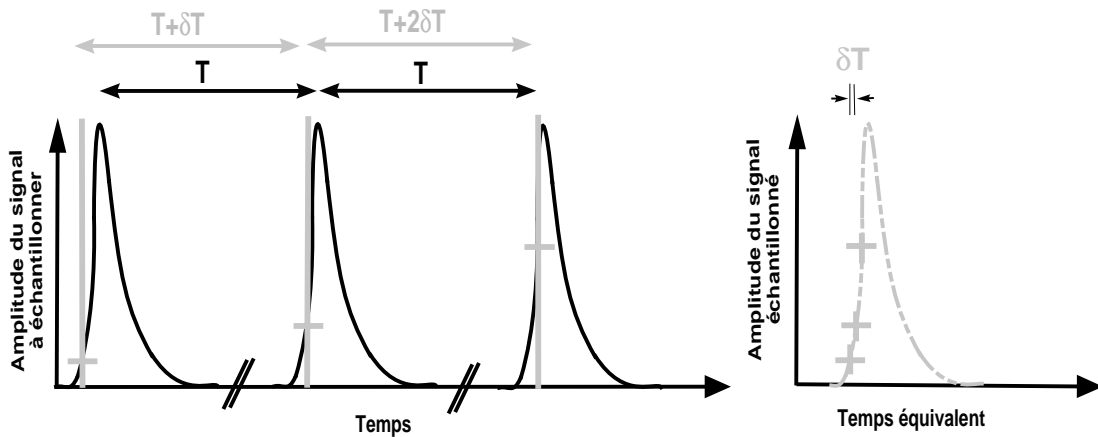


FIG. 1.4 – Principe de l'échantillonnage temporel

L'oscilloscope à échantillonnage

Dès 1950, paraît un article sur l'oscilloscope stroboscopique dont la bande passante s'étend jusque 50 MHz mais qui ne fonctionne qu'en régime sinusoïdal [4]. En 1952, un autre article décrit un appareil du même type mais fonctionnant en impulsions à récurrence fixe [5]. Ce n'est qu'en 1957 qu'est réalisé le premier oscilloscope à échantillonnage asynchrone [6] puis, en 1959 est commercialisé en Angleterre un appareil ayant une bande passante de 220 MHz et une sensibilité de 150 mV [7]. Les caractéristiques de cet oscilloscope ne pouvant être garanties en fabrication de série, il est abandonné. Dans le même temps Hewlett Packard (HP) commercialise le premier oscilloscope qui a une bande passante de 500 MHz avec une sensibilité de 10 mV sur chacune des deux voies [8].

La figure 1.5 schématise la porte d'échantillonnage utilisée par un oscilloscope à échantillonnage séquentiel. Le signal d'entrée $E1$ avant d'être appliqué aux bornes d'un pont d'échantillonnage traverse tout d'abord l'enroulement primaire d'un transformateur qui permet de prélever le signal de déclenchement interne appliqué au générateur de base de temps. Puis, une ligne à retard permet au générateur de base de temps de démarrer avant que le signal ne soit appliqué à l'entrée de la porte d'échantillonnage. Celle-ci est constituée d'un pont de diodes ($D1$ et $D2$) rapides. Ces diodes sont bloquées par la polarisation statique mais elles deviennent passantes pendant un court instant par l'application de deux impulsions d'échantillonnage en opposition de phase provenant d'un conformateur d'impulsions commandé à partir de la base de temps. La figure 1.6 illustre le temps d'ouverture de la porte d'échantillonnage. Lorsque les diodes sont passantes, le signal passe à travers le pont et détermine l'apparition d'une charge dans les capacités du pont, cette charge étant proportionnelle à l'amplitude instantanée du signal. Quand la porte d'échantillonnage est ouverte, le condensateur se charge si le signal d'entrée diffère de celui de l'échantillon précédent. Cette charge est appliquée à l'entrée d'un amplificateur différentiel et une tension de contre-réaction venant de la mémoire est appliquée à travers le réseau de polarisation des diodes $D1$ et $D2$. De ce fait, il n'y aura un signal à la sortie de l'amplificateur que si le niveau d'entrée diffère du niveau de contre-réaction appliqué au pont d'échantillonnage. Pour résumer, le niveau de sortie de la mémoire ne se modifie qu'en fonction de la différence d'amplitude entre la valeur du nouvel échantillon et celle du précédent. La porte d'échantillonnage, dont un schéma simplifié est représenté sur la figure 1.7, est donc la partie la plus importante de l'os-

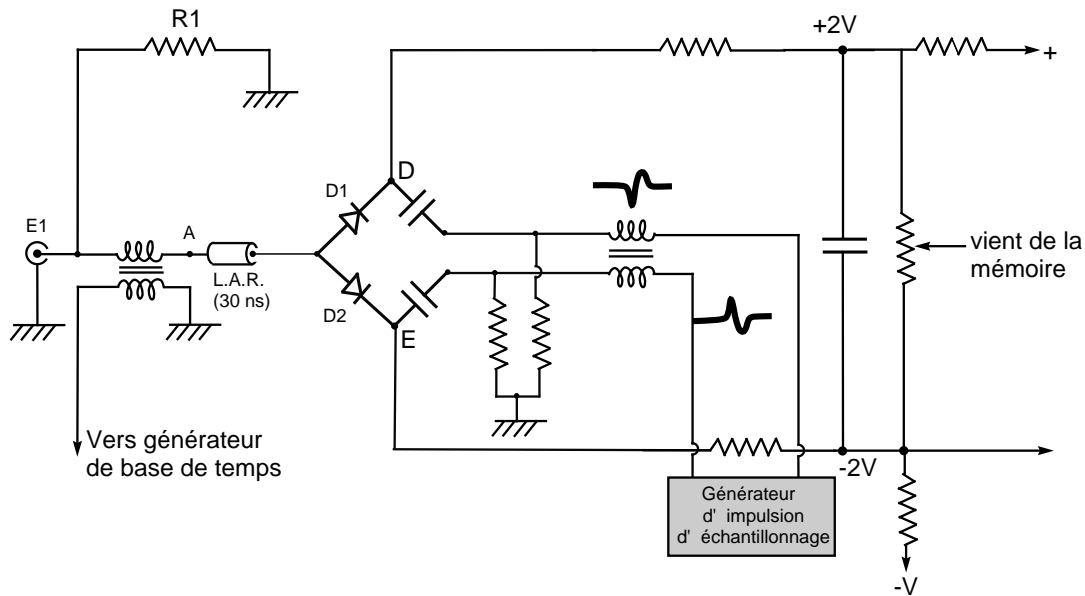


FIG. 1.5 – Schéma de la porte d'échantillonnage de l'oscilloscope PM 3400 de Phillips.

cilloscope à échantillonnage. Comme nous le verrons par la suite, les évolutions apportées depuis les premiers modèles résident essentiellement dans le générateur d'impulsions d'échantillonnage et dans la rapidité des diodes qui constituent le pont d'échantillonnage. La bande passante du circuit d'échantillonnage est en effet déterminée par la convolution entre le temps d'ouverture fixé par la durée des impulsions d'échantillonnage et la constante RC du pont de diodes. Les diodes généralement utilisées pour ce pont sont des diodes Schottky. Ces dernières permettent d'atteindre des constantes de temps inférieures à la picoseconde.

Un autre point important de l'oscilloscope à échantillonnage réside dans la base de temps contrôlant le délai des impulsions d'échantillonnage par rapport au signal à analyser. Le schéma synoptique simplifié de la figure 1.8 illustre le déclenchement des impulsions d'échantillonnage et les signaux temporels en différents endroits du circuit. Un circuit de déclenchement délivre des impulsions synchrones avec le signal d'entrée à analyser. Ces impulsions commandent le déclenchement de la base de temps qui délivre une rampe de tension. Ce signal est ensuite comparé à la tension délivrée par un générateur en marche d'escalier. Lorsque le niveau de la rampe est supérieur au niveau du signal en marche d'escalier, un comparateur déclenche la génération des impulsions d'échantillonnage et l'incrémentation de la tension en marche d'escalier. L'impulsion d'échantillonnage suivante est délivrée par le même processus mais le niveau plus élevé de la tension en marche d'escalier conduit à une augmentation du délai. A la fin du balayage, une remise à zéro de la tension en marche d'escalier et de la mémoire est effectuée.

L'essentiel des progrès à réaliser dans les oscilloscopes à échantillonnage consiste à générer des impulsions assez courtes pour limiter le temps d'ouverture de la porte. Les appareils commerciaux utilisent généralement des diodes SRD⁹ pour générer des transitoires très courts. Les durées de ces impulsions (de l'ordre d'une dizaine de picosecondes) limitent leur bande passante à environ

⁹Step Recovery Diode

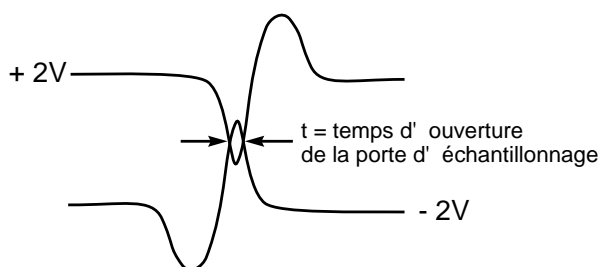


FIG. 1.6 – Temps d'ouverture de la porte d'échantillonnage.

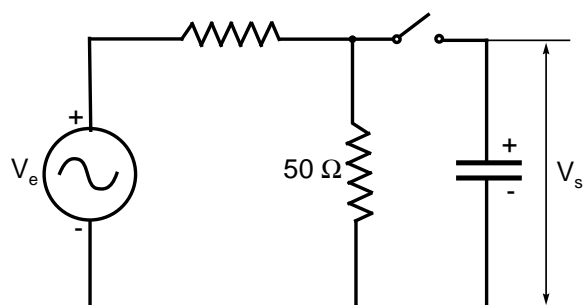


FIG. 1.7 – Schéma simplifié de la porte d'échantillonnage d'un oscilloscope à échantillonnage.

70 GHz (Agilent). Même si la tête d'échantillonnage est rapide, la résolution temporelle est souvent limitée par la jigue (déclenchement). Des comparaisons entre les différents constructeurs d'oscilloscope à échantillonnage sont effectuées régulièrement [77, 81], ils mettent en évidence des différences entre les traces temporelles de signaux identiques. Le problème majeur est la prise en compte des éléments parasites de la tête et des différents défauts [79].

Cependant, une alternative à l'utilisation de ces diodes est le recours à des lignes de transmission non-linéaires. Nous allons voir comment ces lignes permettent de réaliser des circuits d'échantillonnage à plusieurs centaines de GHz.

Les circuits d'échantillonnage à lignes de transmission non-linéaires

Une ligne de transmission non-linéaire (NLTL¹⁰) permet la compression d'une impulsion électrique lors de sa propagation [9, 10]. Il s'agit d'une ligne de transmission à haute impédance périodiquement chargée par des diodes Schottky ou HBV¹¹ polarisées en inverse. Ces dernières agissent comme des capacités dont la valeur dépend de la tension instantanée appliquée à la diode. Cette dépendance est telle que la vitesse de propagation de l'onde sur la ligne varie avec l'amplitude du signal (comme sur une ligne de transmission classique, la vitesse est donnée par $v_\phi = \frac{1}{\sqrt{LC}}$). Dans le cas d'un signal ayant l'allure temporelle d'une fonction échelon, la partie initiale du signal (proche de 0 V) se déplace moins vite que la partie ayant atteint le maximum d'amplitude (voir réf. [11], p. 8 et 9). Il s'ensuit une réduction du temps de montée et donc une compression de l'échelon électrique si la dispersion est négligeable (effet soliton). Dans le domaine fréquentiel, cette compression se traduit naturellement par un élargissement du spectre de Fourier du signal électrique vers les hautes fréquences.

La périodicité des diodes qui chargent la ligne induit l'apparition d'une fréquence de Bragg au-delà de laquelle une bande interdite de propagation apparaît sur la ligne. Pour pouvoir générer une impulsion subpicoseconde par ce type de ligne, il faut repousser cette limite à très haute fréquence en minimisant l'écart entre les diodes; les temps obtenus en sortie dépendent d'un compromis entre le nombre de diodes non-linéaires et les pertes de la ligne. L'utilisation d'une structure complètement distribuée entraîne par exemple des pertes trop importantes et dégrade fortement les caractéristiques de propagation de la ligne. De plus, la montée en fréquence des

¹⁰Non Linear Transmission Line

¹¹Heterostructure Barrier Varactor

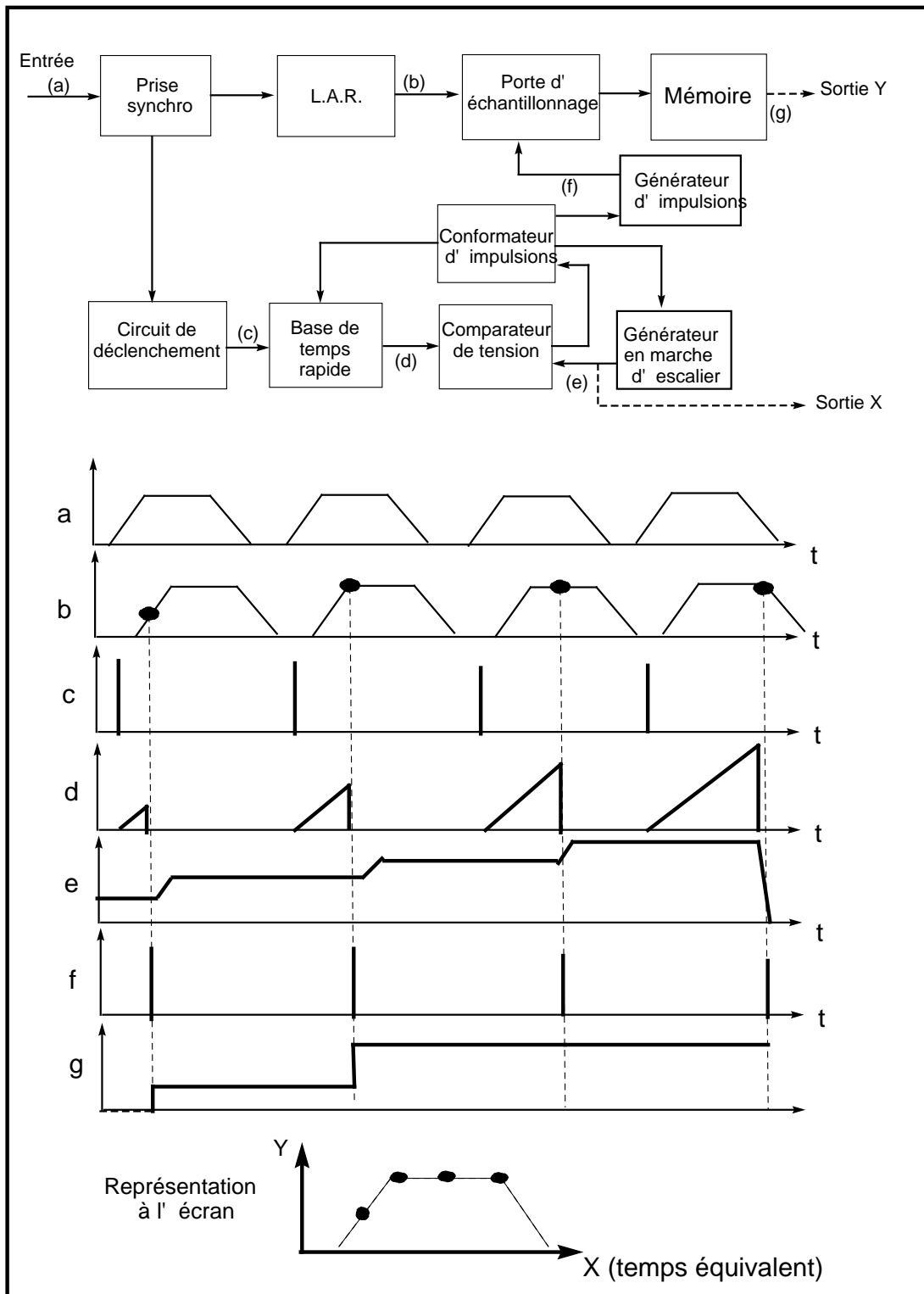


FIG. 1.8 – Schéma synoptique simplifié de l'oscilloscope à échantillonnage.

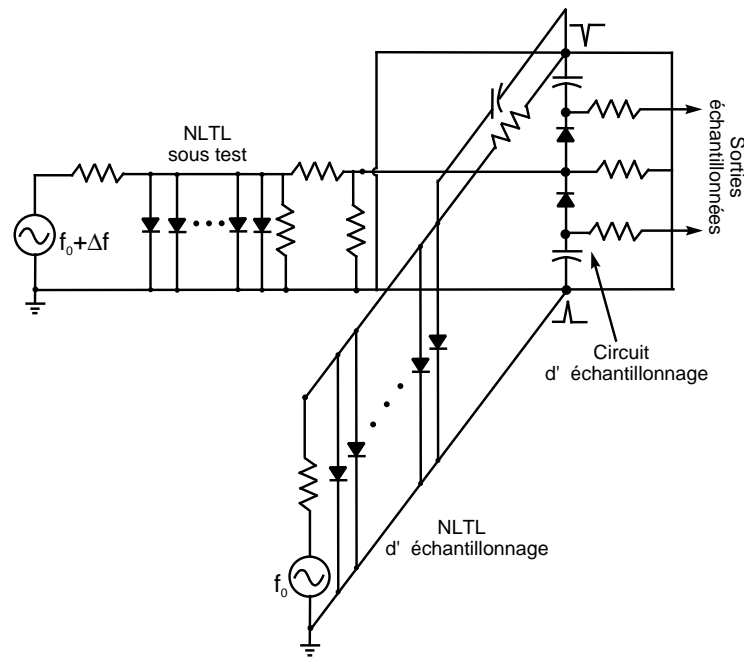


FIG. 1.9 – Diagramme schématisé du circuit d'échantillonnage permettant la mesure des performances d'une ligne NLTL.

diodes dépend de leur section et à très hautes fréquences, leur intégration sur une ligne à faibles pertes est difficile. Pour concilier ces différentes contraintes, Allen *et al* proposent une diminution progressive au cours de la propagation des dimensions à la fois de la ligne de transmission mais aussi de la section des diodes Schottky et de l'espacement entre ces diodes (loi d'échelle) [11, 12]. La figure 1.9 montre un diagramme schématisé du circuit d'échantillonnage qui a permis la mesure des performances de ce type de ligne. Le principe de fonctionnement est semblable à celui de l'oscilloscope à échantillonnage présenté précédemment. Le signal d'entrée est constitué par une ligne de transmission non-linéaire dont on cherche à mesurer les caractéristiques de sortie et l'impulsion d'échantillonnage est elle aussi délivrée par une autre NLTL identique qui permet la commande d'un pont réalisé à l'aide de deux diodes Schottky de petite section. La transformation de l'échelon en deux impulsions symétriques est effectuée grâce à deux court-circuits. La distance entre les diodes d'échantillonnage et les court-circuits fixe la durée de l'impulsion.

La résolution temporelle est obtenue par une technique dite d'échantillonnage synchrone. La NLTL d'échantillonnage est alimentée par un générateur de fréquence f_0 . La NLTL sous test est alimentée par $f_0 + \Delta f$. La sortie échantillonnée a la même forme que le signal délivré par la NLTL sous test mais à la fréquence apparente Δf . L'évolution temporelle est ralentie (en temps équivalent) par le facteur $(f_0 + \Delta f)/\Delta f$ (comme lors d'une expérience stroboscopique), ce qui est en général tout à fait observable avec un oscilloscope classique. Les meilleurs résultats obtenus par Allen montrent un front de descente d'une durée de 10% à 90 % de 0.68 ps. Après déconvolution, la bande passante extraite s'étend jusque 725 GHz [11].

Les performances fréquentielles obtenues sont satisfaisantes pour la mesure de composants actifs fonctionnant à plusieurs centaines de GHz. Cependant, la mesure précédente est réalisée grâce à l'intégration monolithique de la ligne test, de la ligne d'échantillonnage et du reste

du circuit d'échantillonnage. L'intégration d'un tel circuit nécessitant un grand nombre d'étapes technologiques sur chaque wafer de composants à tester est illusoire et le recours à un système de pointes hyperfréquences pour l'injection et la collection des impulsions sur le composant est nécessaire. On retrouve alors certaines des limites intrinsèques de l'analyseur de réseaux. Shakouri *et al* ont cependant réussi à mettre au point une tête d'échantillonnage basée sur ce principe et dont la bande passante de mesure s'étend jusque 500 GHz [13]. Au niveau commercial, Pico-second Pulse Labs propose une tête d'échantillonnage à base de NLTL de bande passante 100 GHz, le signal est acheminé grâce à un câble coaxial de 1 mm [78].

Une alternative à ces techniques purement électroniques nécessitant l'utilisation de pointes hyperfréquences consiste à générer et à détecter in situ les impulsions électriques qui vont nous permettre de caractériser le composant. Comme nous allons le voir, cette idée est rendue possible grâce à l'utilisation de l'optique et plus particulièrement de sources laser femtosecondes.

1.3 L'échantillonnage optique ultra-rapide

1.3.1 Généralités

Depuis les travaux pionniers d'Auston en 1975 [14] et de Valdmanis en 1982 [22], différents phénomènes physiques ont été utilisés pour générer et échantillonner des signaux électriques transitoires ultra-rapides par voie optique. Tous utilisent des principes de base similaires (cf. figure 1.10) : une impulsion optique interagit avec un matériau semiconducteur pour générer par photoconduction un signal électrique transitoire très rapide qui se propage ensuite sur une ligne de transmission ; une autre impulsion optique, issue de la même source laser et retardée par rapport à la première, interagit à son tour avec le signal électrique à mesurer de manière à faire varier une grandeur facilement mesurable (courant électrique, intensité lumineuse...). On distingue également des techniques hybrides où le signal électrique est généré à l'aide d'un générateur hyperfréquence classique et la mesure est effectuée optiquement grâce à un laser synchronisé avec la source hyperfréquence.

Les premières expériences ayant une résolution picoseconde ont été réalisées à l'aide de lasers impulsionnels à base de colorants (colliding pulse mode-locked laser ou CPM laser) mais la mise au point de lasers femtosecondes à l'état solide tels que le laser Ti :Saphir à la fin des années 80 a ouvert de nouvelles gammes de longueurs d'onde et a entraîné une multiplication des expériences d'échantillonnage ultra-rapide.

Dans cette partie, nous décrivons les principales techniques utilisées pour d'une part générer une impulsion électrique à partir d'une impulsion optique, et d'autre part détecter cette impulsion électrique après propagation. Nous essaierons de dégager les avantages et inconvénients de chaque approche. La référence [43] propose une revue plus exhaustive des différentes méthodes de mesure.

1.3.2 Génération d'une impulsion électrique par voie optique

En ce qui concerne la génération de l'impulsion, le mécanisme principalement utilisé pour transformer les impulsions optiques en impulsion électrique est la photoconduction. Les différentes utilisations de ce mécanisme diffèrent essentiellement par le type de matériau photoconducteur employé et par la façon d'intégrer le photocommutateur au sein de la ligne de transmission à tester.

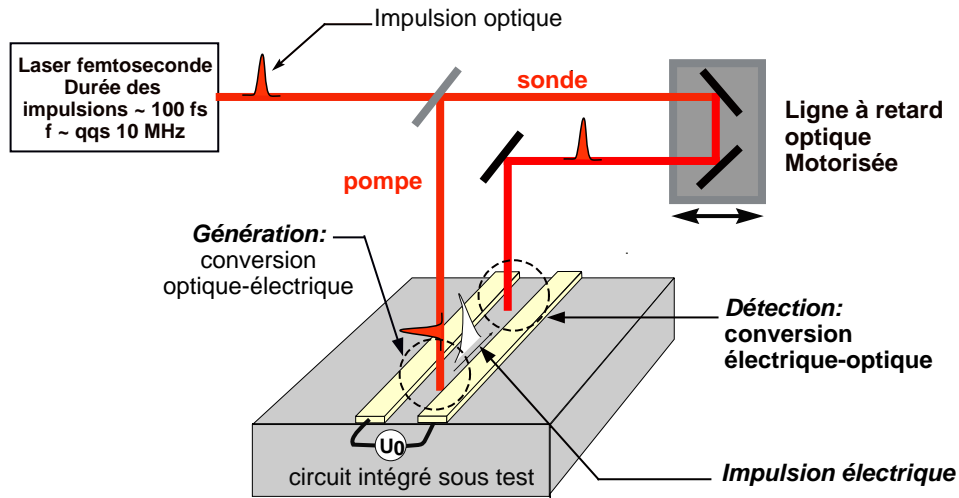


FIG. 1.10 – Principe de l'échantillonnage optique ultra-rapide.

La photoconduction

La photoconduction traduit une variation de la résistivité d'un matériau sous illumination. Dans un semiconducteur, le mécanisme peut être décrit en trois étapes successives : la génération d'une paire de porteurs de charge par absorption d'un photon, la mise en mouvement de ces charges sous l'action d'un champ électrique et enfin la disparition de ces charges par piégeage ou recombinaison.

Dans un matériau semiconducteur, l'absorption d'un photon d'énergie supérieure à son énergie de bande interdite entraîne la création d'une paire électron-trou. Dans la perspective d'un matériau photoconducteur rapide, les deux facteurs les plus importants concernant la génération optique de porteurs sont la rapidité du processus de génération et son efficacité quantique.

La photo-génération d'une paire électron-trou est extrêmement rapide [32, 33] et peut être estimée à partir de l'inégalité de Heisenberg temps-énergie : $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar/2$, où ΔE représente l'énergie mise en jeu dans le phénomène et Δt la durée de ce phénomène. La durée correspondant à une transition bande à bande (~ 1 eV) peut ainsi être estimée proche de quelques fs, soit de l'ordre de la durée d'une période optique dans le visible ou le proche infra-rouge. Comme nous le verrons par la suite, les temps de recombinaison mis en jeu ont des effets nettement plus importants sur les caractéristiques temporelles des transitoires électriques générés. L'efficacité de la génération optique de porteurs dépend du coefficient d'absorption du matériau. Ce coefficient est directement lié à la densité d'états dans les bandes. La densité de porteurs photogénérés décroît exponentiellement à partir de la surface du semiconducteur. La longueur d'absorption du faisceau optique dans le matériau est définie par la profondeur à partir de laquelle la densité de porteurs a diminué d'un facteur $1/e$.

Une fois générées, les paires électrons-trous sont mises en mouvement sous l'action du champ électrique ce qui conduit à la naissance d'un photocourant entre les électrodes. L'importance du photocourant dépend du comportement des porteurs photogénérés sous l'action du champ électrique depuis leur création optique jusqu'à leur recombinaison. Si l'on considère que l'excitation optique crée des porteurs avec un taux de G porteurs/($\text{cm}^3 \cdot \text{s}$) et que le temps de vie moyen de

ces porteurs est τ_r , alors la densité de porteurs participant à la conduction est :

$$n = G\tau_r \quad (1.1)$$

L'effet de cette densité de porteurs sur la conductivité du matériau peut être exprimé en sommant les contributions des électrons et des trous. La variation de conductivité du matériau est alors donnée par :

$$\Delta\sigma = n_h e \mu_h + n_e e \mu_e \quad (1.2)$$

où n_e et n_h sont les densités respectivement d'électrons et de trous libres et μ_e et μ_h sont les mobilités respectivement des électrons et des trous.

La mobilité est définie comme la vitesse moyenne de déplacement des porteurs par unité de champ électrique appliqué au matériau. Elle est déterminée par le processus de diffusion des porteurs par les modes de vibration du réseau cristallin (phonons) et par les impuretés et défauts de la structure cristalline. Une interprétation physique simple du comportement des porteurs libres dans un matériau semiconducteur est donnée par le modèle de Drude. Un porteur libre photogénéré dans un champ électrique E est soumis à une force F telle que :

$$F = qE. \quad (1.3)$$

L'accélération correspondant à cette force est donc :

$$a = \frac{qE}{m^*} \quad (1.4)$$

où m^* est la masse effective du porteur de charge q .

Ainsi, les porteurs sont accélérés par le champ électrique jusqu'à ce qu'ils entrent en interaction avec les impuretés ou le réseau cristallin et sont diffusés dans d'autres directions. Le temps moyen entre ces collisions est τ_m et la vitesse de déplacement moyenne des électrons s'exprime alors par :

$$v = \frac{q}{m^*} \tau_m E. \quad (1.5)$$

D'où l'expression suivante pour la mobilité :

$$\mu = \frac{q\tau_m}{m^*} \quad (1.6)$$

En réalité, le modèle de Drude et notamment l'équation 1.5 n'est plus valable pour les champs électriques très élevés et les temps très courts. Lorsque l'énergie cinétique des porteurs augmente, la probabilité d'interaction avec le réseau cristallin augmente et on observe une saturation de la vitesse de déplacement des porteurs. Le gain d'énergie cinétique peut également provenir du processus d'excitation optique lorsque l'énergie des photons incident est nettement supérieure à l'énergie de bande interdite du matériau. Cet excès d'énergie est alors transféré très rapidement au réseau cristallin sous forme de phonons.

Le temps durant lequel les porteurs sont mobiles et participent à la conduction est un paramètre clef pour l'utilisation de la photoconductivité pour des mesures électriques ultra-rapides. Il doit être aussi court que possible pour assurer un temps de réponse très rapide. Comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant, l'introduction de défauts dans la structure cristalline du semi-conducteur constitue un moyen d'augmenter la densité de pièges pour les porteurs libres et donc un moyen de diminuer leur durée de vie. Cependant, ces imperfections cristallines conduisent également à une diminution de la durée moyenne τ_m entre deux collisions des porteurs avec le réseau cristallin et donc à une diminution de la mobilité de ces porteurs. Un compromis est donc nécessaire pour obtenir les meilleures performances de photoconduction rapide.

Les matériaux photoconducteurs rapides

Pour un matériau à gap direct avec très peu de défauts et d'impuretés, le temps de recombinaison des paires électron-trou est fixé par la probabilité de recombinaison radiative avec des temps typiques de quelques ns dans les semiconducteurs III-V. Pour les matériaux à gap indirect (Si, Ge), les temps sont encore plus longs et atteignent quelques μs (nécessité d'émettre ou d'absorber un phonon pour recombiner). Par opposition, on qualifie de rapide un matériau dans lequel les porteurs photogénérés responsables de la conduction se recombinent avec des temps caractéristiques extrêmement courts (quelques centaines de femtosecondes à quelques picosecondes). De tels temps de recombinaison peuvent être atteints par exemple par l'incorporation de défauts au sein du matériau semiconducteur. Ces défauts agissent comme des pièges (capture d'un seul type de porteurs, généralement les électrons) ou des centres de recombinaison (captures des électrons et des trous). Ils peuvent être incorporés au matériau directement lors de sa croissance. C'est le cas par exemple de l'Arséniure de Gallium épitaxié par jet moléculaire (EJM) à basse température (GaAs BT) où la présence d'atomes d'arsenic en excès dans la maille cristalline engendre une grande densité de défauts. La génération de défauts peut se faire également par irradiation comme dans le cas du RD-SOS¹². C'est ici l'irradiation par des ions oxygène O^+ qui est à l'origine des défauts cristallins [35].

D'autres propriétés sont indispensables à un matériau photoconducteur ultra-rapide : une résistivité d'obscurité élevée et une bonne mobilité des porteurs libres. Le tableau 1.11 donne une comparaison des propriétés de différents matériaux semiconducteurs. Parmi ceux-ci, nous pouvons remarquer que les conditions de croissance d'un matériau comme le GaAs influent fortement sur ses propriétés de résistivité et de temps de vie des porteurs. Nous reviendrons plus en détail sur les caractéristiques de ce matériau dans le chapitre 2.

Matériau	GaAs SI	GaAs	GaAs BT	Rd :SoS
Croissance	Liquid Encapsulated Czochralsky	EJM à 600°C	EJM à 200°C puis recuit	Irradiation
Bande interdite	direct : 1,42 eV	direct : 1,42 eV	direct : 1,42 eV	indirect : 1,14 eV
Résistivité	$1-4 \cdot 10^7$ $\Omega.cm$	qqs $\Omega.cm$	10^7 $\Omega.cm$	10^5 $\Omega.cm$
Mobilité à 300 K	≥ 6000 $cm^2/V.s$	7000-9000 $cm^2/V.s$	1000 $cm^2/V.s$	30 $cm^2/V.s$
Durée de vie des porteurs	qqs 100 ps	$\sim 1ns$	qqs 100 fs à qqs ps	1 ps

FIG. 1.11 – Tableau comparatif des propriétés de photoconduction de différents semiconducteurs

Les différents types de photocommutateurs

La diversité des techniques de génération provient également de la topologie des électrodes et de leur intégration au sein de la ligne de transmission. Générer un transitoire de champ électrique très court entre deux électrodes ne suffit pas à obtenir une conversion efficace entre l'impulsion optique et l'impulsion électrique qui se propage ensuite sur la ligne de transmission. Encore faut-il que la perturbation électromagnétique engendrée par la photoconduction ultra-rapide se

¹²Radiation-Damaged Silicon On Sapphire

couple bien avec un mode de propagation de la ligne étudiée. On distingue principalement deux techniques : l'injection de charges sur une seule des électrodes constituant la ligne de propagation (on parle alors de photocommutateur d'Auston) ou le transfert de charges entre deux électrodes constituant la ligne (on parle alors de contact glissant).

Le photocommutateur d'Auston [14] :

Il s'agit d'un photocommutateur intégré en série dans le circuit et généralement réalisé par une coupure dans un des rubans métalliques constituant la ligne (cf. figure 1.12.a.). Dans l'expérience initiale d'Auston, cette interruption est réalisée sur une ligne microruban déposée sur un substrat de silicium de haute résistivité ($10^4 \Omega \cdot \text{cm}$) et dans lequel la durée de vie de porteurs photogénérés est de plusieurs centaines de picosecondes. Auston utilise une technique à deux impulsions optiques retardées pour générer une impulsion électrique rapide. Une première impulsion laser dite de "turn-on" crée une conduction de surface entre les électrodes planaires et ferme le photocommutateur ; une deuxième impulsion dite de "turn-off", de longueur d'onde plus grande, crée une conduction sur l'épaisseur du substrat et "court-circuite" la ligne microruban. La durée des impulsions électriques ainsi générées est indépendante de la durée de vie des porteurs dans le substrat mais elle est fixée par le retard entre les deux impulsions optiques. Par cette technique, Auston génère et mesure des impulsions électriques présentant une largeur à mi-hauteur d'environ 25 ps, un temps de montée de 10 % à 90 % de 10 ps et un temps de descente d'environ 15 ps. Dans la même année, Johnson *et al* utilisent cette technique pour échantillonner un signal hyperfréquence à 10 GHz [15].

Ce type d'excitation a été ensuite adapté à différentes topologies de lignes de propagation : la ligne coplanaire à deux rubans (figure 1.12.c) ou le guide coplanaire (figure 1.12.e.). L'excitation est cependant plus efficace lorsqu'elle respecte la symétrie du mode que l'on veut exciter. Ainsi, elle est plus adaptée à l'excitation du guide coplanaire ou de la ligne micro-ruban. Elle est également très utile lorsqu'on veut induire une perturbation électrique ultra-rapide sans polarisation statique.

Une variante de la méthode d'Auston consiste à utiliser une électrode situé à proximité de la ligne pour injecter des charges sur l'une des électrodes de la ligne en illuminant l'espace entre ces deux électrodes (figures 1.12.b et 1.12.d). Ce type d'excitation a pour avantage d'éviter l'interruption d'une des électrodes de la ligne étudiée. Cependant, la perturbation électrique engendrée se couple en général moins bien à la ligne de propagation étudiée puisqu'il est difficile par cette technique de respecter la symétrie des modes de propagation et une partie importante du transitoire électrique généré est rayonnée en espace libre ou dans le substrat.

Un inconvénient de ces différentes techniques est que l'excitation est localisée à une position particulière de la ligne. Cette position est choisie lors de la conception du masque de lithographie qui permet sa réalisation et ne peut donc être modifiée suivant les besoins de la mesure. De plus, la durée des impulsions électriques que l'on peut générer par ce type d'excitation est limitée par la capacité du gap [16].

Le photocommutateur est souvent réalisé par une simple interruption d'un des rubans constituant la ligne de transmission. Cependant, certaines techniques utilisent un peigne interdigité pour augmenter l'efficacité de la génération. Ces techniques ont pour avantage de ne pas être limitées en fréquence par le temps de vie des porteurs photogénérés car lorsque l'espace inter-

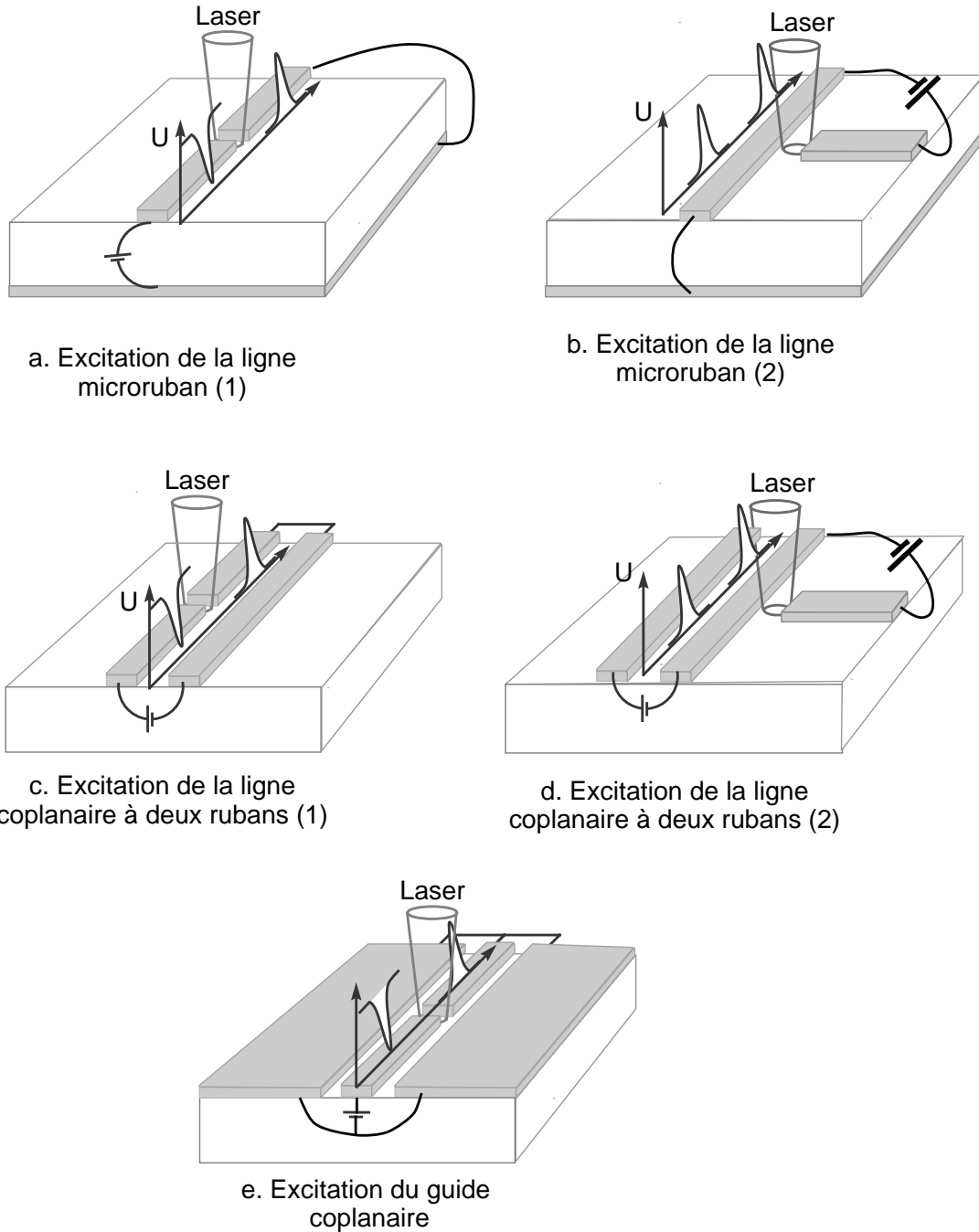


FIG. 1.12 – Les différents types de photocommutateurs

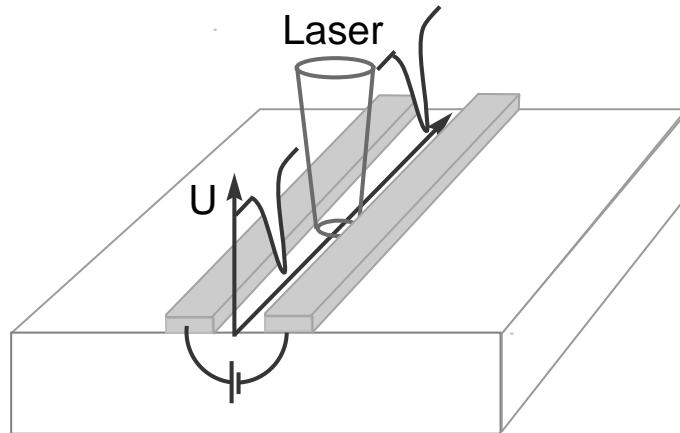


FIG. 1.13 – Principe de l’excitation par “contact glissant”.

électrode est suffisamment petit, le temps de transit inter-électrodes des porteurs peut devenir inférieur à leur temps de vie. Il faut pour cela des dimensions de quelques centaines voire dizaines de nm et le recours au masqueur électronique pour la lithographie est inévitable. De plus, la constante RC de ces photocommutateurs induit une limite intrinsèque en fréquence.

Le contact glissant ou “sliding contact”

Utilisée essentiellement pour des lignes planaires (généralement à double rubans), cette technique de photocommutation parallèle réalise un “court-circuit” électrique entre deux rubans métalliques polarisés constituant la ligne (cf. figure 1.13) [34]. Elle a pour avantage de pouvoir générer un transitoire électrique à une position arbitraire sur la ligne, contrairement à la technique mise au point par Auston. De plus, la capacité du photocommutateur est ici négligeable car la ligne n’est pas interrompue [16]. Si l’excitation est bien symétrique, on génère directement le mode propre de la ligne.

Une évolution de cette méthode a permis de réaliser des photocommutateurs subpicosecondes sur GaAs ou InP semi-isolant (temps de vie long) en illuminant de manière dissymétrique les rubans polarisés [22, 38]. Toutefois, l’impulsion très courte au départ se disperse rapidement.

Autres méthodes...

Il existe d’autres techniques moins utilisées mais dont les principes de bases reposent sur ces différents mécanismes.

Parmi ces méthodes de génération, Holzman *et al* proposent une technique assez semblable à celle d’Auston mais réalisée sur une ligne microruban sur silicium aminci à $10\ \mu\text{m}$ [17]. Une seule impulsion optique suffit alors pour réaliser les fonctions de “turn on” et “turn off”. Ils génèrent ainsi une impulsion électrique présentant une largeur à mi-hauteur d’environ 1,2 ps et un temps de montée de 10 % à 90 % de 680 fs.

Une autre technique mise au point par Holzman *et al* consiste à positionner un film de SiO_2 de $200\ \mu\text{m}$ d’épaisseur de manière à ce qu’il recouvre partiellement un switch photoconducteur comme celui représenté sur la figure 1.12.d. [18]. Une partie de l’impulsion optique excitatrice ne

traverse pas le film et réalise la fonction “turn-on”, l'autre partie subit un retard à la traversée du film de SiO₂ et constitue l'impulsion de “turn-off”. Cette technique permet de générer des impulsions électriques d'une durée égale à 2 ps à mi-hauteur sur un substrat de GaAs semi-isolant.

Dans le même esprit, Keil *et al* utilisent deux faisceaux optiques de pompe dont les spots sont décalés longitudinalement (dans le sens de la ligne de transmission sous test) pour réaliser des impulsions électriques sur GaAs SI dont la durée peut être ajustée de 450 fs à plusieurs ps [19]. Le retard temporel, fixé précédemment par les chemins optiques parcourus par les impulsions laser de “turn-on” et de “turn-off”, est ici réglé par la distance de propagation séparant les deux spots de pompe.

On ne dispose pas souvent sur le circuit sous test d'un matériau où les porteurs photogénérés ont un temps de vie court. On peut alors utiliser les différentes techniques précédemment évoquées mais elles sont bien souvent difficiles à mettre en pratique et nécessitent parfois une technologie particulière. Nous verrons dans le chapitre 4 les techniques utilisées pour palier ce handicap et celle que nous avons développée.

D'autres techniques reposant sur des principes différents de la photoconduction ultra-rapide peuvent également être utilisées pour la génération. C'est le cas par exemple de la génération d'impulsions électriques à l'aide de photodiodes UTC¹³ [73] ou par rectification optique dans GaAs [74]. Le premier cas nécessite cependant une structure épitaxiale particulière et une technologie compliquée et la seconde méthode a un rendement très faible.

1.3.3 Détection optique d'une impulsion électrique

La possibilité d'utiliser des impulsions optiques pour mesurer les propriétés de circuits et de composants électriques repose sur des effets physiques permettant au signal électrique de moduler directement le faisceau optique de test ou de moduler les effets de ce faisceau sur une grandeur facilement mesurable. Les phénomènes physiques les plus utilisés pour réaliser cette modulation sont l'effet électro-optique linéaire (on parle alors d'échantillonnage électro-optique) ou la photoconduction ultra-rapide (on parle alors d'échantillonnage photoconductif).

L'échantillonnage électro-optique

L'effet électro-optique linéaire ou effet Pockels.

En 1906, Pockels découvrit que l'application d'un champ électrique à certains cristaux changeait leurs propriétés de biréfringence optique et donc modifiait la polarisation de la lumière qui les traverse [20]. En plaçant le cristal entre deux polariseurs croisés, l'intensité de la lumière transmise par le système est modulée par le champ électrique appliqué au cristal. Cet effet fût par la suite baptisé Effet électro-optique ou Effet Pockels.

L'Effet électro-optique résulte d'une force microscopique induite par l'application d'un champ électrique suivant une direction particulière du cristal. Cette force conduit à une déformation de la structure cristalline du solide suivant une direction particulière. Cette déformation structurale entraîne un changement dans les propriétés électro-optiques du matériau.

Les propriétés linéaires de propagation de la lumière dans un cristal sont résumées par un tenseur diélectrique ϵ dont les différents coefficients caractérisent les différentes directions de propagation et de polarisation. Pour un matériau isotrope, la constante diélectrique peut être résumée par un

¹³Uni-Travelling Carrier

simple coefficient. Dans le cas général, la réponse diélectrique du matériau est exprimée par un tenseur de la forme :

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (1.7)$$

La quantification des effets électro-optiques est définie par la relation :

$$\Delta\left(\frac{1}{\epsilon_{ij}}\right) = r_{ijk}E_k + S_{ijkl}E_kE_l \quad (1.8)$$

où ϵ_{ij} sont les composantes du tenseur diélectrique, r_{ijk} sont les coefficients électro-optiques linéaires (ou coefficients de Pockels) et S_{ijkl} sont les coefficients électro-optiques quadratiques (ou coefficients de Kerr). Aux faibles champs, cet effet du second ordre est négligeable.

Le tenseur électro-optique est donc une matrice 3 x 3 x 3 dont les coefficients relient les trois composantes du champ électrique appliqué au matériau aux neuf composantes du tenseur diélectrique ϵ_{ij} . Dans un matériau centro-symétrique, les relations de symétrie imposent la nullité des coefficients électro-optiques.

Les matériaux qui cristallisent sous la forme cubique diamant tels que le silicium ou le germanium sont centro-symétriques et ne présentent donc aucun Effet Pockels. De même, la nature centro-symétrique de matériaux sans ordre à longue distance comme les liquides et les polymères signifie qu'ils ne présentent pas d'Effet Pockels. Il est cependant possible de rendre certains de ces matériaux non centro-symétriques par une technique dite de "poling", le champ électrique oriente alors des entités polaires dans le matériau polymère. Les cristaux liquides sont d'autres exemples de matériaux pouvant présenter un effet électro-optique important.

En revanche, l'effet électro-optique linéaire est présent dans de nombreux cristaux non centro-symétriques utilisés dans les technologies semiconductrices ultra-rapides (GaAs, InP, AlAs) ainsi que dans de nombreux matériaux utilisés en optique (LiNbO₃¹⁴, LiTaO₃¹⁵, KDP¹⁶...).

GaAs est l'un des cristaux électro-optiques les plus simples. Il présente une structure de type Zinc-Blende avec une symétrie cristalline $\bar{4}3m$. De part sa structure cubique, le matériau ne présente aucune propriété de biréfringence sous champ nul et un tenseur électro-optique symétrique dont les coefficients non-nuls sont tous égaux. Ce tenseur est donné par [21] :

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{bmatrix} \quad (1.9)$$

L'application d'un champ électrique au matériau induit une biréfringence décrite par l'ellipsoïde des indices :

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_0^2} + 2r_{41}yzE_x + 2r_{41}xzE_y + 2r_{41}xyE_z = 1 \quad (1.10)$$

¹⁴niobate de lithium

¹⁵tantalate de lithium

¹⁶KH₂PO₄

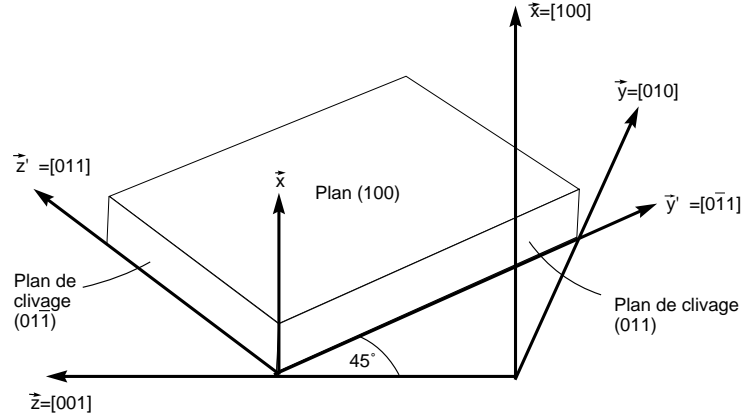


FIG. 1.14 – Principaux axes et plans de clivage d'un cristal de GaAs [21]

où n_0 est l'indice de réfraction du GaAs sous champ nul, r_{41} est le coefficient électro-optique du GaAs et E est le champ électrique appliqué au matériau dans la direction indexée. Sur la figure 1.14, on considère que les directions \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} sont alignées avec les directions [100], [010] et [001] du réseau de Bravais cubique de GaAs tandis que \vec{Y}' et \vec{Z}' correspondent aux directions [01 $\bar{1}$] et [011] parallèles aux plans de clivage du cristal. Pour une onde plane optique se propageant dans la direction \vec{X} , l'intersection de l'ellipsoïde des indices et du plan $x=0$ normal à sa direction de propagation définit une ellipse dans le plan (\vec{Y}', \vec{Z}') :

$$y'^2 \left(\frac{1}{n_0^2} - r_{41} E_x \right) + z'^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{41} E_x \right) = 1. \quad (1.11)$$

Les vecteurs \vec{Y}' et \vec{Z}' sont les vecteurs propres de l'Effet électro-optique et forme un système naturel de coordonnées pour décrire l'Effet Pockels dans GaAs. On remarque que les composantes du champ électrique perpendiculaires aux directions de propagation de la lumière n'interviennent pas. Les indices de réfraction $n_{y'}$ et $n_{z'}$ dans les directions \vec{Y}' et \vec{Z}' sont donnés par les relations :

$$n_{y'} \simeq n_0 + \frac{n_0^3 r_{41} E_x}{2} \quad (1.12)$$

et

$$n_{z'} \simeq n_0 - \frac{n_0^3 r_{41} E_x}{2}. \quad (1.13)$$

Ces indices de réfraction dépendant du champ entraînent un déphasage différent pour les polarisations du faisceau suivant les axes \vec{Y}' et \vec{Z}' . Ce déphasage ne dépend que de la différence de potentiel entre les deux faces du cristal.

Dans ces conditions, la propagation d'un faisceau optique de polarisation circulaire dans la direction \vec{x} d'un cristal de GaAs soumis à un champ E_x conduit à un déphasage ϕ entre les polarisations \vec{Y}' et \vec{Z}' dû à l'Effet électro-optique. Ce déphasage proportionnel à l'amplitude du champ électrique conduit à une polarisation elliptique à la sortie du cristal. Il s'exprime par :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n_0^3 r_{41}}{\lambda_0} E_x W = \frac{2\pi n_0^3 r_{41}}{\lambda_0} V \quad (1.14)$$

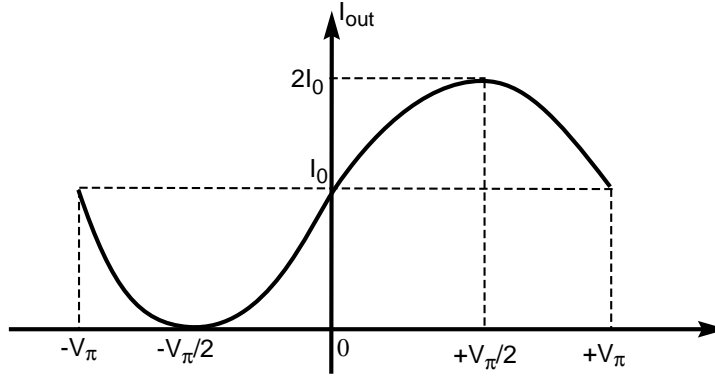


FIG. 1.15 – Intensité lumineuse transmise par le polariseur en fonction de la tension appliquée aux bornes du cristal électro-optique de GaAs.

où λ_0 est la longueur d’onde du faisceau incident et V est la différence de potentiel appliquée au matériau d’épaisseur W pour obtenir un champ uniforme E_x .

Pour mesurer la variation de polarisation induite par le champ appliqué au matériau, on transforme la modulation de phase en une modulation d’amplitude. Pour cela, le faisceau sortant du GaAs passe à travers un polariseur orienté à 45° par rapport aux axes \vec{Y}' et \vec{Z}' . L’intensité à la sortie du polariseur est donnée par :

$$I_{out}(V) = I_0 \left[1 + \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_0^3 r_{41} V \right) \right] = I_0 \left[1 + \sin \left(\frac{\pi V}{V_\pi} \right) \right] \quad (1.15)$$

où I_0 est l’intensité du faisceau sortant du GaAs lorsque la tension est nulle. V_π est appelée “tension de demi-onde” : comme le montre la figure 1.15, c’est la tension qu’il faut appliquer aux bornes du matériau pour obtenir un déphasage de 180° entre les polarisations \vec{Y}' et \vec{Z}' après la traversée du matériau. V_π est donnée par :

$$V_\pi = \frac{\lambda_0}{2n_0^3 r_{41}} \quad (1.16)$$

On remarque sur la figure 1.15 que l’intensité lumineuse transmise par le polariseur augmente ou diminue autour de 0 V suivant le signe de la tension appliquée au matériau. Aux faibles tensions, la variation est quasi-linéaire et peut être approximée par :

$$I_{out} \simeq I_0 \left(1 + \frac{\pi}{V_\pi} V \right), \quad (1.17)$$

soit,

$$\frac{\Delta I}{I_0} \simeq \frac{\pi}{V_\pi} V. \quad (1.18)$$

où ΔI est la variation d’intensité lumineuse à la sortie du polariseur.

Les constantes du GaAs sont $r_{41}=1,4 \cdot 10^{-12}$ m/V et $n_0=3,6$ à une longueur d’onde proche de $1 \mu\text{m}$. On a alors $V_\pi=7.6$ kV. La variation relative d’intensité du faisceau optique à la sortie du polariseur en fonction de la tension appliquée au matériau est donc (pour des tensions inférieures

à 100 V) une droite de pente $\frac{\pi}{V\pi}$, ce qui conduit à une sensibilité de 0,04 %/V.

En pratique, la sensibilité obtenue dépend en fait de plusieurs paramètres comme les éléments d'optiques utilisés pour mesurer le déphasage ou la configuration de mesure. Dans l'exemple précédent, le faisceau optique intègre le champ électrique sur la totalité d'une ligne de champ électrique. Il mesure donc directement la tension appliquée aux bornes du matériau. Comme nous le verrons par la suite, dans le cas général des mesures électro-optiques dans GaAs, le faisceau n'intègre qu'une partie du champ électrique et la sensibilité obtenue est donc différente et souvent inférieure à celle établie précédemment.

La sensibilité de l'Effet électro-optique dans GaAs est relativement faible et l'utilisation de cristaux présentant un Effet Pockels plus important est privilégiée pour la détection de signaux électriques rapides. Parmi ces matériaux, les plus utilisés sont LiTaO₃ et LiNbO₃. Nous ne décrivons pas ici les calculs permettant d'établir les sensibilités que l'on peut obtenir avec de tels matériaux car leur tenseur électro-optique est plus complexe que celui de GaAs. Leurs coefficients électro-optiques sont de l'ordre de 30 pm/V. A la différence du GaAs et dans la configuration de mesure la plus favorable (du point de vue de l'orientation cristallographique du matériau), la meilleure sensibilité est obtenue lorsque le champ électrique est perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau optique. Dans ces conditions, nous verrons dans le paragraphe suivant que la sensibilité dépend de l'épaisseur du matériau électro-optique traversé [29].

L'utilisation de l'Effet Pockels pour la mesure de signaux électriques très rapides se propageant sur une ligne de transmission peut se faire de deux façons : soit de manière interne en utilisant les propriétés électro-optiques du substrat sur lequel repose la ligne de transmission, soit de manière externe en sondant le champ électrique à l'aide d'un matériau électro-optique plongé dans les lignes de champ de la ligne de transmission. Nous présentons dans la suite comment des deux méthodes ont été implémentées dans le cas de structures de propagation de géométries différentes et les sensibilités obtenues dans les différentes configurations.

L'échantillonnage électro-optique interne.

La première utilisation de l'Effet Pockels pour l'échantillonnage d'impulsions électriques rapides est démontrée en 1982 par Valdmanis, Mourou et Gabel [22]. Dans cette expérience, la ligne de transmission est composée de deux rubans métalliques déposés de part et d'autre d'un substrat de LiNbO₃ (figure 1.16). Il s'agit en fait de la topologie originale des modulateurs optiques basés sur l'Effet Pockels ("cellules de Pockels"). Dans l'expérience de Valdmanis *et al*, le signal électrique modulant est généré à l'aide d'un photocommutateur de type "Auston" intégré sur un substrat de GaAs dopé Cr lié au substrat de LiNbO₃. La sensibilité de la mesure est évaluée à 0.24 %/V. Cette sensibilité relativement bonne est obtenue grâce au rapport d'aspect de la ligne de transmission (rubans larges de 1.5 mm, substrat épais de 0.7 mm) qui conduit à une distance de propagation importante du faisceau optique dans les lignes de champ électrique de la ligne. La longueur de ce trajet augmente cependant dramatiquement la résolution temporelle de la mesure (effet de convolution). Ce problème est minimisé en orientant le faisceau optique à travers le cristal avec un angle particulier permettant de compenser la différence de vitesse de propagation dans le matériau entre les impulsions électriques et optiques. Dans cette expérience, la source laser utilisée est un laser à colorant à modes bloqués délivrant des impulsions d'environ 120 fs. La résolution temporelle obtenue est alors de 3,6 ps. Dans ces conditions, Valdmanis *et al* mesurent un signal électrique ayant la forme temporelle d'un échelon dont le temps de montée

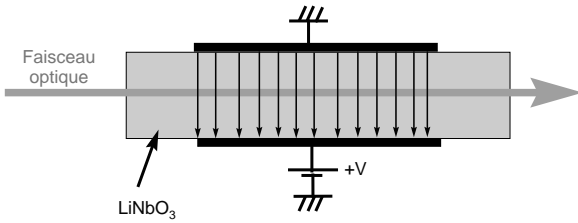


FIG. 1.16 – Configuration de la première mesure d'échantillonnage électro-optique basée sur l'Effet Electro-optique [22]

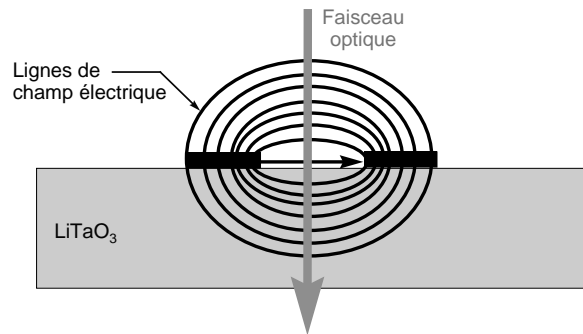


FIG. 1.17 – Configuration de mesure électro-optique utilisée par Mourou en 1984 [25]

de 10 % à 90 % est de 4,8 ps.

L'année suivante, Kolner *et al* caractérisent des photodiodes GaAs à l'aide de cette technique et mesurent des impulsions électriques présentant une largeur à mi-hauteur d'environ 5,4 ps [23]. En 1984, le même type d'expérience est réalisé sur une ligne coplanaire à deux rubans déposée sur un substrat présentant comme dans la première expérience une partie en GaAs dopé Cr et une partie en LiTaO₃ [25]. L'orientation cristalline du cristal électro-optique est ici telle que la mesure peut-être effectuée en traversant le substrat entre les deux rubans de la ligne. La résolution temporelle de cette mesure atteint alors 500 fs et elle est essentiellement limitée comme dans l'expérience précédente par la distance de propagation du faisceau optique de sonde dans les lignes de champ électrique de la ligne (cf. figure 1.17). La source laser utilisée est comme dans les cas précédents un laser à colorant à modes bloqués délivrant des impulsions d'environ 100 fs.

Dans ces expériences, le substrat est assez différent de ceux utilisés habituellement pour la réalisation de composants électroniques ou optoélectroniques rapides et une technologie spécifique est nécessaire pour relier le composant (ici un photoconducteur sur GaAs :Cr) à la cellule d'échantillonnage. Cette liaison est délicate à réaliser et peut induire une distortion importante des signaux électriques propagés. Une alternative à ces matériaux présentant de forts effets électro-optiques est d'utiliser les propriétés électro-optiques (plus faibles) des substrats semiconducteurs III-V. De plus, l'orientation cristalline des substrats de GaAs utilisés dans les circuits standards est suivant l'axe $\langle 100 \rangle$. Comme nous l'avons vu précédemment, un faisceau optique se propageant dans cette direction peut subir une rotation de polarisation s'il est soumis à un champ électrique colinéaire à sa direction de propagation. Les propriétés de l'Effet électro-optique dans le GaAs permettent alors d'implémenter la mesure électro-optique dans le cas d'une ligne microruban comme dans le cas d'une ligne coplanaire en traversant le substrat (fig. 1.18).

Dès 1984, Kolner et Bloom proposent ainsi un système d'échantillonnage utilisant directement l'Effet Electro-optique du GaAs [26]. La ligne de transmission utilisée pour la mesure est une ligne microruban déposée sur GaAs. Kolner *et al* obtiennent une sensibilité de 0.07 %/V grâce à un aller-retour de la sonde dans le substrat. Dans cette expérience la résolution temporelle est limitée par la durée des impulsions laser (ici 5 ps) qui sont obtenues à partir d'un système composé d'un laser Nd :YAG (1,06 μm) à modes bloqués et d'un compresseur d'impul-

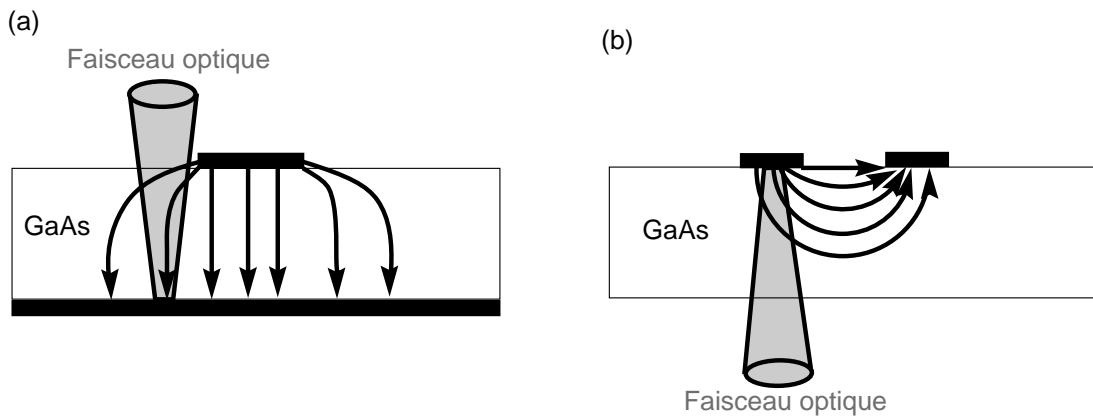


FIG. 1.18 – Implémentation de l'échantillonnage électro-optique dans GaAs dans le cas d'une ligne microruban (a) et d'une ligne coplanaire (b).

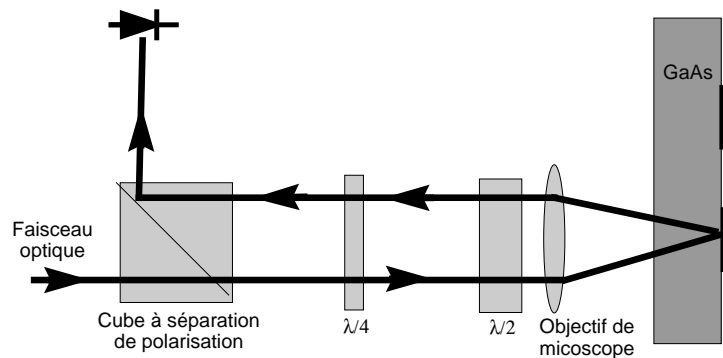


FIG. 1.19 – Dispositif expérimental utilisé pour la mesure électro-optique interne dans GaAs [27].

sions à fibres. L'utilisation de cette source était nécessaire pour pouvoir disposer d'un faisceau optique dont la longueur d'onde est située dans la zone spectrale transparente du GaAs. La génération des impulsions électriques se fait par l'excitation d'une photodiode Schottky en GaAs à la longueur d'onde de 532 nm, obtenue après doublement de la fréquence optique du laser.

En 1985, Freeman *et al* utilisent pour la première fois l'échantillonnage électro-optique dans GaAs dans la configuration d'une ligne coplanaire. Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la figure 1.19. Il sera repris par Weingarten *et al* en 1988 [27]. Il est composé d'un cube à séparation de polarisation et de deux lames quart-d'onde et demi-onde. Ce système permet de convertir la variation de phase entre les directions de polarisation du faisceau optique en variation d'intensité lumineuse : lorsqu'on applique une tension non-nulle sur la ligne, la biréfringence du GaAs modifie la polarisation elliptique du faisceau réfléchi à travers le substrat et donc la polarisation linéaire du faisceau arrivant sur le cube séparateur ; cette rotation de polarisation se traduit ensuite par une variation du signal réfléchi par le cube à séparation de polarisation et donc par une variation du signal collecté sur la photodiode.

Comme nous l'avons vu lors de la description des premières expériences utilisant l'effet Electro-Optique interne dans GaAs, il n'existait pas à l'époque de source laser femtoseconde accordable délivrant un faisceau à une longueur d'onde située dans la gamme spectrale transparente du GaAs ($\lambda > 900$ nm). La résolution des mesures est donc limitée à quelques picosecondes par la durée des impulsions délivrées par le laser Nd :YAG utilisé alors dans ce type d'expérience. Aux échelles de temps explorées, le recours à une excitation optique pour générer des transitoires électriques rapides était donc inutile car on disposait de sources hyperfréquences présentant des caractéristiques temporelles équivalentes. L'exploitation de la mesure optique se faisait alors par la technique dite d'échantillonnage synchrone déjà décrite dans le paragraphe consacré à l'échantillonnage électronique. Pour cela, la source laser doit avoir une relation de phase bien précise par rapport au signal délivré par le synthétiseur hyperfréquences. Le bruit de phase engendré par le circuit électronique de synchronisation induit cependant une légère fluctuation du délai entre deux impulsions laser. Cette gigue temporelle a des effets importants sur la résolution temporelle et la sensibilité de la mesure. L'avantage de cette technique est qu'elle permet d'utiliser une diode laser impulsionnelle pour la mesure [36, 37].

En 1987, Wiesenfeld *et al* démontrent l'utilisation de l'effet Electro-Optique dans InP (dont les propriétés électro-optiques sont très proche de celles de GaAs) pour la caractérisation d'un circuit inverseur à base d'InGaAs/InP MISFET¹⁷[31]. La résolution temporelle de ces mesures est limitée par la durée des impulsions optiques (18-20 ps) délivrées par une diode laser InGaAsP.

Un des principaux avantages de l'utilisation de l'effet Electro-Optique de manière interne est que la mesure n'induit quasiment aucune perturbation électromagnétique du circuit sous test. Le seul effet pourrait venir de la génération d'un transitoire électromagnétique ultra-rapide par rectification optique de la sonde dans le cristal devenu biréfringent, mais Kolner *et al* ont montré que cet effet était négligeable [29]. L'autre avantage est qu'il est possible de sonder le champ électrique à différents endroits du circuit intégré sous test : il suffit de déplacer le faisceau de sonde.

Malheureusement, l'effet Electro-optique dans GaAs ou InP est plus faible que dans des cristaux comme LiTaO₃ ou LiNbO₃ qui sont de plus transparents dans le visible et le proche infra-rouge. Comme nous allons le voir, l'utilisation de ces matériaux de manière externe s'est largement imposée dans les années 90.

L'échantillonnage électro-optique externe.

Pour pouvoir utiliser la sensibilité électro-optique du LiTaO₃ pour l'étude de circuits intégrés semiconducteurs, Valdmanis et Pei ont réalisé en 1987 une sonde électro-optique externe constituée d'un morceau de LiTaO₃ de 100 μm d'épaisseur collé sur un barreau de silice fondue qui lui sert de support mécanique (figure 1.20) [46]. Pour réduire l'interaction entre la sonde et le champ électrique de la ligne, la pointe est taillée en forme de pyramide. Le bout de la pointe mesure 40 μm de côté. Il est recouvert d'une couche diélectrique permettant d'avoir une réflexion importante du faisceau de sonde sur cette face. L'orientation cristalline du matériau électro-optique est telle qu'elle permet de mesurer le champ électrique parallèle à la surface du circuit lorsque le faisceau optique se propage dans la direction perpendiculaire à cette surface.

L'intérêt d'une telle sonde est bien entendu de pouvoir la déplacer arbitrairement à la surface de l'échantillon et éventuellement réaliser une cartographie du champ électrique [38, 39]. La résolution temporelle obtenue avec ce type de sonde dépend de plusieurs paramètres : la largeur

¹⁷Metal-insulator-semiconductor field-effect transistor

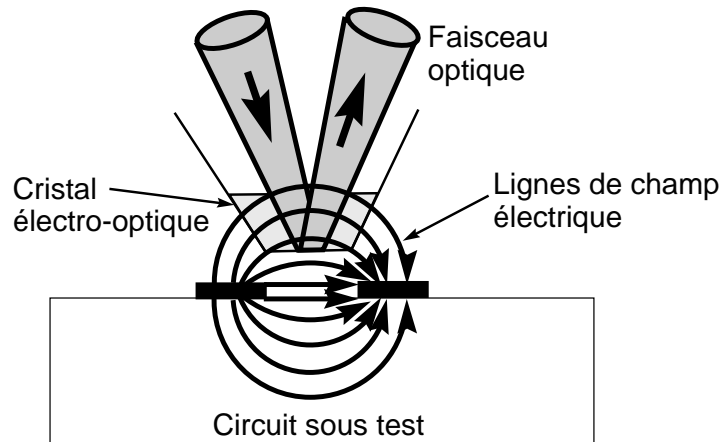


FIG. 1.20 – Sonde électro-optique mise au point par Valdmanis *et al* [46].

de la ligne mesurée (puisqu'elle fixe la profondeur de pénétration des lignes de champ électrique dans les diélectriques) et l'épaisseur du matériau électro-optique (qui fixe la durée d'interaction entre le champ électrique de la ligne et l'impulsion laser). Bien entendu, un compromis est nécessaire entre la sensibilité obtenue et l'épaisseur du cristal donc la résolution temporelle. D'autre part, les cristaux où les effets électro-optiques sont les plus forts (comme LiTaO_3) présentent une constante diélectrique très élevée (de l'ordre de 40 pour LiTaO_3) et également des pertes diélectriques plus importantes que des matériaux semiconducteurs comme GaAs [30]. La présence d'un cristal de LiTaO_3 dans les lignes de champ électrique d'une ligne de transmission modifie donc les propriétés de propagation de la ligne (variation de la permittivité effective et de l'impédance caractéristique) ce qui peut engendrer une distortion importante du signal mesuré (dispersion, échos...) [40, 41]. Là encore, l'effet de la pointe dépend de l'épaisseur du cristal électro-optique mais aussi de la distance séparant le circuit sous test du cristal [42]. On a donc à nouveau un compromis à faire entre la distance au circuit et la sensibilité des mesures [44].

Depuis leur invention par Valdmanis *et al*, un certain nombre d'améliorations ont été apportées aux sondes électro-optiques pour satisfaire ce compromis entre sensibilité, perturbation électromagnétique et résolution temporelle. L'amincissement du cristal électro-optique jusqu'à des épaisseurs de quelques dizaines de μm a permis d'obtenir une résolution temporelle de l'ordre de 150 fs [34]. L'utilisation de la technique de réflexion interne totale [45, 46] a entraîné une réduction des effets du faisceau optique de sonde sur le circuit sous test. Les impulsions électriques ont alors pu être mesurées dès leur génération. Les plus courtes présentent une largeur à mi-hauteur de 200 fs et un temps de montée de 10% à 90% de l'ordre de 150 fs [34]. Cette très bonne résolution temporelle est également due à la faible largeur de la ligne coplanaire sondée (15 μm). Cependant, la plage temporelle d'observation est limitée par l'apparition d'échos pour des délais de quelques picosecondes. Ces échos sont dus à de multiples réflexions de l'impulsion électrique à l'intérieur du cristal.

Les perturbations électromagnétiques induites par la sonde électro-optique en LiTaO_3 ont amené les chercheurs à trouver des solutions alternatives. Parmi celles-ci, nous pouvons citer par exemple l'utilisation d'une sonde externe utilisant l'effet électro-optique dans GaAs (100) ou

GaAs (110) pour imager le champ électrique à la surface d’une antenne “patch” fonctionnant à 4 GHz [47]. En 1993, Dykaar *et al* proposent également l’utilisation d’une sonde électro-optique constituée d’Al_{0.8}Ga_{0.2}As [48]. Ce matériau à grand gap permet l’utilisation d’une source laser femtoseconde classique du type Ti : Saphir pour la génération dans un photoconducteur en GaAs BT et la détection par effet électro-optique. Les impulsions électriques mesurées par cette méthode présentent un temps de montée de 10 % à 90% de 400 fs.

D’autres voies de recherches concernent également la synthèse et l’utilisation de cristaux électro-optiques de faible constante diélectrique et présentant un effet électro-optique très fort. Parmi ces cristaux réalisés à base de sels organiques ioniques, le DAST¹⁸ présente les propriétés électro-optiques les plus importantes de tous les matériaux existants ($r_{11}=92$ pm/V à 720 nm [49]). Il a naturellement été utilisé récemment pour l’échantillonnage électro-optique d’impulsions électriques rapides [50]. Les résultats obtenus par cette expérience révèlent une largeur à mi-hauteur d’environ 3.1 ps et un temps de montée supérieur à la picoseconde. L’avantage du DAST est qu’il présente une constante diélectrique faible dans la gamme des hyperfréquences ($\epsilon_r \simeq 3-5$). Cependant, des études de spectroscopie THz dans le domaine temporel ont permis d’établir que le DAST, comme de nombreux cristaux organiques, présentait de fortes pertes diélectriques et une forte dispersion d’indice au delà de 500 GHz ($\alpha > 200$ cm⁻¹ à 1.2 THz)[51]. En fait, comme pour les autres cristaux électrooptiques, les coefficients linéaires importants du DAST sont attribués à de fortes vibrations polaires du cristal ionique. En contre-partie, ces vibrations entraînent une absorption importante dans le domaine THz (résonances phonons). Les propriétés électromagnétiques du DAST conduisent ainsi à une limite fréquentielle d’environ 500 GHz.

Enfin, nous pouvons citer l’utilisation de polymères électro-optiques du type PMMA-DR1 pour la réalisation de commutateurs électro-optiques “basse-fréquence” [75]. Les caractéristiques de ce type de matériau sont très intéressantes ($r_{33}=12$ pm/V, $n=1,7$ à $\lambda=1,32$ μ m) mais leur application à la caractérisation électro-optique picoseconde n’a pas encore été démontrée. Une étude de leurs pertes diélectriques aux fréquences THz serait au préalable nécessaire.

En conclusion, l’effet électro-optique externe basé sur l’utilisation d’une sonde en LiTaO₃ reste la solution électro-optique la plus utilisée aujourd’hui car elle offre la meilleure résolution temporelle ainsi qu’une grande souplesse d’utilisation. Cependant, les perturbations électromagnétiques que cette sonde induit dans le circuit sous test peuvent parfois être importantes et des solutions alternatives sont envisagées.

L’échantillonnage photoconductif

L’échantillonnage photoconductif interne

La plus ancienne des techniques d’échantillonnage d’impulsions électriques par voie optique est optoélectronique puisque son principe repose sur la photoconduction. Auston démontre en 1975 que le photocommutateur qu’il utilise pour générer un transitoire électrique rapide (cf. paragraphe précédent) peut être également utilisé comme cellule d’échantillonnage [14]. Une technique assez proche est utilisée en 1982 [52] pour la caractérisation d’une phodiode *pin* en silicium mais cette fois la porte d’échantillonnage est réalisée à l’aide d’un matériau à temps de vie court, ce qui évite le recours à une double impulsion pour son ouverture

¹⁸4-N,N-diméthylamino-4’-N’-méthyl-4-stilbazolium tosylate

et sa fermeture.

De la même manière que le contact glissant permet de générer des impulsions électriques plus courtes que par l'utilisation d'un photocommutateur d'Auston, il permet également une meilleure résolution temporelle [16]. Grischkowsky *et al* montrent que la technique du double contact-glissant permet de générer et détecter des impulsions électriques présentant une largeur à mi-hauteur de seulement 0,85 ps.

Ce type de mesure nécessite l'utilisation d'un préamplificateur de courant à grande impédance d'entrée et une technique de modulation particulière [76]. D'autre part, le résultat obtenu est une autocorrélation de l'impulsion électrique. On obtient un pulse symétrique et une déconvolution est nécessaire pour extraire la véritable forme de l'impulsion électrique.

Les sondes photoconductrices

Comme pour la génération, on ne dispose pas souvent d'un matériau (et à fortiori d'un photocommutateur) ultra-rapide sur le circuit à tester. Ainsi, dès 1993, Kim *et al* proposent une sonde photoconductrice qui permet d'échantillonner un signal électrique avec une résolution temporelle de 2,3 ps et une sensibilité de 4 μ V [53]. Cette sonde photoconductrice est constituée d'un photocommutateur interdigité sur GaAs BT et d'une pointe métallique positionnée en contact avec une des électrodes de la ligne à tester pour lui prélever des charges. Le même type de sonde mais sur RD-SOS est réalisé par Pfeifer *et al* en 1995 [2]. A l'aide de cette sonde, ils mesurent des impulsions électriques dont la durée à mi-hauteur est de 2,7 ps. La mesure des mêmes impulsions électriques à l'aide d'une sonde électro-optique révèle une largeur à mi-hauteur deux fois plus faible. En 1996, Lai *et al* proposent une sonde photoconductrice montée sur fibre optique et dont la sensibilité permet de détecter des variations de tensions de 15 nV grâce à l'intégration d'un amplificateur à JFET. La résolution temporelle obtenue grâce à cette sonde est cependant limitée par la dispersion du faisceau de sonde dans la fibre optique. Les impulsions électriques mesurées avec cette sonde ont une durée à mi-hauteur de 4 à 5 ps et elle est surtout utilisée pour la caractérisation de circuits fonctionnant à quelques GHz [56].

De manière à réduire la perturbation induite par la sonde photoconductrice (qui prélève des charges dans le circuit), Hwang *et al* proposent une sonde sensible non plus au courant mais au champ électrique [57]. Cette sonde baigne dans les lignes de champ électrique de la ligne à tester et n'est plus directement en contact avec les électrodes. Aucune charge n'est donc prélevée du circuit. C'est en fait le champ électromagnétique de la ligne dans l'air qui accélère les porteurs créés par le faisceau optique de sonde sur un switch photoconductif positionné au bout d'une fibre. Le courant mesuré entre les deux électrodes de ce switch est proportionnel à l'amplitude du champ électrique. La résolution temporelle est limitée à 3,5 ps dans l'expérience de Hwang *et al*. Cette limite est attribuée à la conception de la sonde. Plus récemment, Lee *et al* ont proposé une sonde photoconductrice présentant une résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde [58].

Même s'il permet d'atteindre un niveau de bruit très faible, l'échantillonnage photoconductif présente une résolution temporelle limitée à la fois par le temps de vie des porteurs du matériau photoconductif utilisé mais aussi par la perturbation que le prélèvement de charges ou la présence d'électrodes métalliques à proximité de la ligne peuvent induire. Les impulsions électriques les plus courtes ont été mesurées par échantillonnage interne et présentent une largeur à mi-hauteur de 0,52 ps [16] mais une déconvolution est nécessaire pour extraire la forme temporelle réelle du signal.

Les autres techniques...

L'effet Pockels et l'effet photoconductif ne sont pas les seuls effets physiques utilisés pour échantillonner des signaux électriques ultra-rapides. En 1989, Knox *et al* proposent une technique d'échantillonnage par électroabsorption excitonique [59]. Cette technique, basée sur l'effet Stark dans un multipuits quantique, a l'avantage de permettre une résolution temporelle excellente (cf. chapitre 3) et une bonne sensibilité mais elle demande une structure épitaxiale complexe sur l'échantillon à tester. Une autre technique mise au point par Heinrich *et al* en 1986 permet de sonder le champ électrique à l'intérieur de circuits silicium [60]. Elle exploite la modulation d'indice due à l'accumulation de porteurs de charges libres mais son efficacité n'a pas été démontrée pour la mesure de signaux électriques dont la fréquence est au-delà de 200 MHz [27]. Parmi ces autres techniques, nous pouvons également citer l'échantillonnage par faisceau d'électrons ou l'échantillonnage par photoémission [61].

Enfin, plus récemment, Nagel *et al* ont mis au point une technique de détection basée sur la génération de second harmonique optique induite par le champ électrique (EFISH¹⁹) [41]. Cette méthode a permis de mesurer des impulsions électriques présentant une largeur à mi-hauteur de 413 fs après 150 μm de propagation sur une ligne microruban en BCB²⁰. Ce sont d'ailleurs les propriétés optiques de ce polymère qui sont utilisées dans la mesure. Cette méthode élégante est relativement peu invasive dans le cas d'une ligne sur BCB; elle est cependant difficilement applicable dans le cas d'autres structures de propagation et nécessite une sonde de forte puissance.

Application de l'échantillonnage optique à la caractérisation de composants hyperfréquences ultra-rapides.

L'échantillonnage optique s'adapte particulièrement bien à la caractérisation de lignes de propagation destinées à la transmission de signaux électriques ultra-rapides [62, 63, 64]. Mais, naturellement, la mise au point des techniques d'échantillonnage a pour objectif ultime la caractérisation de composants actifs. On trouve cependant assez peu d'articles consacrés à ce type de mesure et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord, on dispose rarement sur le circuit à tester d'un matériau ultra-rapide permettant de générer des impulsions électriques très courtes. Ensuite, le fenêtrage temporel des impulsions incidentes, réfléchies et transmises par le composant nécessite des lignes d'accès au composant assez longues et très différentes des lignes utilisées pour la mesure avec des pointes et un analyseur de réseaux qui reste la méthode standard. Enfin, ces lignes d'accès doivent permettre la propagation de signaux électriques rapides sur plusieurs centaines de μm sans trop d'atténuation. L'ensemble de ces contraintes a conduit les premiers expérimentateurs à reporter le composant à tester sur un circuit d'échantillonnage présentant les fonctions requises. C'est le cas par exemple de la mesure, par échantillonnage photoconductif, réalisée par Smith *et al* en 1981 sur un transistor à effet de champ en GaAs (MESFET) dont la longueur de grille est de 0,5 μm [65]. La réponse impulsionnelle du dispositif présente une largeur à mi-hauteur d'environ 33 ps.

La même technique est utilisée par Cooper *et al* en 1986 pour mesurer les paramètres S d'un MESFET en GaAs jusqu'à plus de 60 GHz [66] puis par Matloubian *et al* en 1990 pour établir les paramètres S d'un transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) AlGaAs/GaAs [67]. Dans cette dernière expérience, la mesure est effectuée jusqu'à 40 GHz.

Entre temps, Whitaker *et al* effectuent des mesures sur des diodes à effet tunnel résonant AlAs/GaAs par échantillonnage électro-optique interne dans LiTaO₃ [68]. Les temps de com-

¹⁹Electric Field-Induced Second-Harmonic

²⁰BenzoCycloButène

mutation mesurés sont de l'ordre de 5 ps. Ce même type de composant (filière InAs/AlSb) est étudié par Özbay *et al* en 1993 et le temps de commutation mesuré est égal à 1,7 ps [69]. Ce résultat constitue encore un record pour une mesure électro-optique sur un composant actif mais la méthode de mesure n'est pas détaillée.

En 1992, Jackson *et al* étudient la réponse impulsionnelle "grand-signal" d'un MODFET²¹ Al-GaAs/InGaAs pseudomorphique (de longueur de grille de 0,35 μm) par échantillonnage électro-optique externe (sonde en LiTaO₃) [70]. Ils mesurent un temps de commutation de 6,5 ps.

La même mesure est réalisée quelques années plus tard mais sur un MODFET InAlAs/InGaAs intégré monolithiquement au sein d'une ligne de transmission (longueur de grille 0,35 μm). Le temps de commutation mesuré est de 4,2 ps [71].

Enfin, plus récemment, Sahri et Nagatsuma ont mis au point un analyseur de réseaux optoélectronique constitué d'une photodiode UTC²² et d'une sonde électro-optique réalisée à l'aide d'un cristal de CdTe [72]. La photodiode UTC permet de générer des impulsions électriques dont la durée à mi-hauteur est de 2,15 ps environ ce qui conduit à une bande passante de mesure s'étendant jusque 500 GHz. La mesure des paramètres S d'un HEMT de longueur de grille 0,1 μm permet d'évaluer sa fréquence de transition à environ 150 GHz.

1.4 Conclusion

Ce chapitre a montré que le problème de la caractérisation hyperfréquences des composants ultra-rapides fabriqués aujourd'hui en laboratoire n'est pas encore résolu puisque certains composants ont des fréquences de coupure qui atteignent peu à peu le THz. Les capacités des analyseurs de réseaux progressent pas à pas vers des fréquences plus élevées mais cette évolution est moins rapide que celle des transistors par exemple. Afin d'éviter un ralentissement de cette progression, un certain nombre d'outils d'études ont été développés. Parmi ceux-ci, les méthodes électro-optiques ou optoélectroniques atteignent des fréquences record. En revanche, même si certaines d'entre elles arrivent à maturité, leur application à la caractérisation de composants reste marginale car elles nécessitent bien souvent un dispositif expérimental lourd et complexe pour des performances pas toujours très supérieures aux meilleurs analyseurs de réseaux. Nous verrons dans les chapitres suivants que la méthode de mesure mise au point dans le cadre de cette thèse offre un bon compromis entre résolution temporelle et sensibilité et simplifie certains aspects du dispositif de mesure.

²¹Modulation Doped Field Effect Transistor

²²Uni-Travelling Carrier

Bibliographie

- [1] N.S.Nahman, "Picosecond-domain waveform measurements", Proc. IEEE **66**, p. 441 (1978).
- [2] V.Gerbe, "Etude et réalisation d'un dispositif optoélectronique d'échantillonnage pour l'analyse d'impulsions brèves et uniques", Thèse de Doctorat de l'Université J.Fourier de Grenoble, Sept. 1993.
- [3] L.Armengaud-LaFarge, "Analyse électromagnétique d'échantillonneurs optoélectroniques monocoups pour la mesure d'impulsions électromagnétiques ultra-brèves", Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, Oct. 1996.
- [4] J.M.L.Janssen, "An experimental stroboscopic oscilloscope for frequencies up to about 50 Mc/s", Philips Tech. Rev. **12**, p. 52 (1950).
- [5] J.G.McQueen, "The monitoring of high-speed waveforms", Electron. Eng., p. 436 (Oct. 1952).
- [6] R.Sugarman, "Sampling oscilloscope for statistically varying pulses", Rev. Sci. Instrum. **28**, p. 933 (1957).
- [7] W.E.Bushor, "Sample method displays millimicrosecond pulses", Electronics, p. 69 (July 1959).
- [8] R.Carlson, S.Krakauer, K.Magleby, R.Monnier, V.Van Duzer, and R.Woodbury, "Sampling oscillography", in WESCON Rec., p. 44 (1959).
- [9] M.J.W.Rodwell, M.Kamegawa, R.Yu, M.Case, E.Carman, and K.Giboney, "GaAs Nonlinear Transmission Lines for Picosecond Pulse Generation and Millimeter-Wave Sampling", IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., **39**, p. 1194 (1991).
- [10] R.Y.Yu, M.Reddy, J.Pusl, S.T.Allen, M.Case and M.J.W.Rodwell, "Millimeter-Wave On-Wafer Waveform and Network Measurements Using Active Probes", IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **43**, p. 721 (1995)
- [11] S.T.Allen, "Schottky Diode Integrated Circuits for Sub-Millimeter-Wave Applications", PhD. Dissertation, University of California, Santa Barbara (1994).
- [12] M.J.Rodwell, S.T.Allen, R.Y.Yu, M.G.Case, U.Bhattacharya, M.Reddy, E.Carman, M.Kamegawa, Y.Konishi, J.Pusl, and R.Pullela, "Active and Nonlinear Wave Propagation Devices in Ultrafast Electronics and Optoelectronics", Proc. IEEE **82**, p. 1037 (1994).
- [13] M.S.Shakouri, A.Black, B.A.Auld and D.M.Bloom, "500 GHz MMIC sampling wafer probe", Electron. Lett. **29**, p. 557 (1993).
- [14] D.H.Auston, "Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon", Appl. Phys. Lett. **26**, p. 101 (1975).

- [15] A.M.Johnson and D.H.Auston, "Microwave switching by picosecond photoconductivity", *IEEE J. Quantum Electron.* **11**, p.283 (1975).
- [16] D.R.Grischkowsky, M.B.Ketchen, C.-C.Chi, I.N.Duling III, N.J.Halas, J.-M.Halbout and P.G.May, "Capacitance free generation and detection of subpicosecond electrical pulses on coplanar transmission lines", *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, p. 221 (1988).
- [17] J.F.Holzman, F.E.Vermeulen, and A.Y.Elezzabi, "Generation of 1.2 ps electrical pulses through parallel gating in ultrathin silicon photoconductive switches", *Appl. Phys. Lett.* **79**, p. 4249 (2001).
- [18] J.F.Holzman, F.E.Vermeulen, and A.Y.Elezzabi, "Recombination-independent photogeneration of ultrashort electrical pulses", *Appl. Phys. Lett.* **76**, p. 134 (2000).
- [19] U.D.Keil, H.J.Gerritsen, J.E.M.Haverkort, and J.H.Wolter, "Generation of ultrashort electrical pulses with variable pulse widths", *Appl. Phys. Lett.* **66**, p. 1629 (1995).
- [20] F.Pockels, "Lehrbuch des Kristallographic", Leipzig : Teubner (1906).
- [21] K.J.Weingarten, M.J.W.Rodwell, and D.M.Bloom, "Picosecond optical sampling of GaAs integrated circuits", *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, p. 198 (1988).
- [22] J.A.Valdmanis, G.Mourou, and C.W.Gabel, "Picosecond electro-optic sampling system", *Appl. Phys. Lett.* **41**, 211 (1982)
- [23] B.H.Kolner, D.M.Bloom, and P.S.Cross, "Electro-optic sampling with picosecond resolution", *Electron. Lett.* **19**, p. 574 (1983).
- [24] J.A.Valdmanis, G.A.Mourou, and C.W.Gabel, "Subpicosecond electrical sampling", *IEEE J. Quantum Electron.* **19**, p. 664 (1983).
- [25] G.A.Mourou and K.E.Meyer, "Subpicosecond electro-optic sampling using coplanar strip transmission lines", *Appl. Phys. Lett.* **45**, p. 492 (1984).
- [26] B.H.Kolner, and D.M.Bloom, "Direct electro-optic sampling of transmission-line signals propagating on a GaAs substrate", *Electron. Lett.* **20**, p. 818 (1984).
- [27] K.J.Weingarten, M.J.W.Rodwell, and D.M.Bloom, "Picosecond optical sampling of GaAs integrated circuits", *IEEE J. quantum Electron.* **24**, p. 198 (1988).
- [28] K.J.Weingarten, M.J.W.Rodwell, H.K.Heinrich, D.H.Kolner, and D.M.Bloom, "Direct electro-optic sampling of GaAs integrated circuits", *Electron. Lett.* **21**, p. 765 (1985).
- [29] B.H.Kolner, and D.M.Bloom, "Electrooptic sampling in GaAs integrated sampling circuits", *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, p. 79 (1986).
- [30] J.A.Valdmanis and G.A.Mourou, "Subpicosecond Electrooptic sampling : principles and applications", *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, p. 69 (1986).
- [31] J.M.Wiesenfeld, R.S.Tucker, A.Antreasyan, C.A.Burrus, A.J.Taylor, V.D.Mattera Jr., and P.A.Garbinski, "Electro-optic sampling measurements of high-speed InP integrated circuits", *Appl. Phys. Lett.* **50**, p. 1310 (1987).
- [32] D.H.Auston and C.H.Lee, "Picosecond Optoelectronic Devices", Orlando,FL : Academic Press, 1984, p.73.
- [33] W.M.Robertson, "Optoelectronic Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Engineering", Artech house (1995).
- [34] M.B.Ketchen, D.Grischkowsky, T.C.Chen, C.-C. Chi, I.N.Duling III, N.J.Halas, J.-M.Halbout, J.A.Kash et G.P.Li, "Generation of subpicosecond electrical pulses on coplanar transmission lines", *Appl. Phys. Lett.* **48**, p. 751 (1986)

-
- [35] P.R.Smith, D.H.Auston, A.M.Johnson and W.M.Augustyniak, "Picosecond Photoconductivity in Radiation-Damaged Silicon On Sapphire Films", *Appl. Phys. Lett.* **38**, p. 47 (1981)
- [36] A.J.Taylor, R.S.Tucker, J.M.Wiesenfield, C.A.Burrus, G.Eisenstein, J.R.Talman, and S.S.Pei, "Direct electro-optic sampling of a GaAs integrated circuit using a gain-switched InGaAsP injection laser", *Electron. Lett.* **22**, p. 1068 (1986).
- [37] L.Duvillaret, J.-M.Lourtioz, and L.Chusseau, "Absolute voltage measurements on III-V integrated circuits by internal electro-optic sampling", *Electron. Lett.* **31**, p. 23 (1995).
- [38] T.Pfeifer, T.Löffler, H.G.Roskos, H.Kurz, M.Singer, and E.M.Biebl, "Electro-optic Near-field Mapping of Planar resonators", *IEEE Trans. Antenna Propagat.* **46**, p.284 (1998).
- [39] K.Yang, G.David, S.V.Robertson, J.F.Whitaker, and L.P.B.Katehi, "Electrooptic mapping of near-field distributions in integrated microwave circuits", *IEEE trans. Microwave Theory Tech.* **46**, p.2338 (1998).
- [40] T.Pfeifer, H.-M.Heiliger, T.Löffler, C.Ohloff, C.Meyer, G.Lüpke, H.G.Roskos, and H.Kurz, "Optoelectronic on-chip characterization of ultrafast electric devices : measurement techniques and applications", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **2**, p. 586 (1996).
- [41] M.Nagel, C.Meyer, H.-M.Heiliger, T.Dekorsy, H.Kurz, R.Hey, and K.Ploog, "Optical second-harmonic probe for ultra-high frequency on-chip interconnects with benzocyclobutene", *Appl. Phys. Lett.* **72**, p. 1018 (1998).
- [42] A.Zeng, S.A.Shah, and M.K.Jackson, "Reduced invasiveness of noncontact electrooptic probes in millimeter-wave optoelectronic characterization", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **44**, p. 1155 (1996).
- [43] L.Duvillaret, "L'optoélectronique ultrarapide : vers une technique mature d'exploration du domaine térahertz", *Habilitation à Diriger des Recherches*, Université de Savoie, Janvier 2002.
- [44] W.Thomann, M.Rottenkolber, and P.Russer, "Optimization of electrooptic sampling by volume-integral method", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **41**, p. 2392 (1993).
- [45] J.Nees and G.A.Mourou, "Non contact electrooptic sampling with a GaAs injection laser", *Electron. Lett.* **22**, p. 918 (1986).
- [46] J.A.Valdmanis, "1-THz-bandwidth prober for high-speed devices and integrated circuits", *Electron. Lett.* **23**, p. 1308 (1987).
- [47] K.Yang, L.P.B.Katehi, and J.F.Withaker, "Electro-optic field mapping system utilizing external gallium arsenide probes", *Appl. Phys. Lett.* **77**, p. 486 (2000).
- [48] D.R.Dykaar, R.FKopf, U.D.Keil, E.J.Laskowski, and G.J.Zydzik, "Electro-optic sampling using an aluminum gallium arsenide probe", *Appl. Phys. Lett.* **62**, p. 1733 (1993).
- [49] site internet : www.rainbowphotonics.ethz.ch
- [50] W.Zheng, S.Wu, R.Sobolewski, R.Adam, M.Mikulics, and P.Kordos, "Electro-optic sampling system with a single-cristal 4-N,N-dimethylamino-4'-N'-methyl-4-stilbazolium tosylate sensor", *Appl. Phys. Lett.* **82**, p. 2383 (2003).
- [51] M.Walther, K.Jensby, S.R.Keiding, H.Takahashi and H.Ito, "Far-infrared properties of DAST", *Opt. Lett.* **25**, p. 911 (2000).

- [52] D.H.Auston, and P.R.Smith, "Picosecond optical sampling : characterization of high-speed photodetectors", *Appl. Phys. Lett.* **41**, p. 599 (1982).
- [53] J.Kim, S.Williamson, J.Nees, S.-I.Wakana, and J.Whitaker, "Photoconductive sampling probe with 2,3 ps temporal resolution and 4 μ V sensitivity", *Appl. Phys. Lett.* **62**, p. 2268 (1993).
- [54] T.Pfeifer, H.-M.Heiliger, H.G.Roskos, and H.Kurz, "Generation and detection of picosecond electric pulses with freely positionnable photoconductive probes", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **43**, p. 2856 (1995).
- [55] R.K.Lai, J.-R.Hwang, J.Nees, T.B.Norris and J.F.Whitaker, "A fiber mounted, micromachined photoconductive probe with 15 nV/ \sqrt{Hz} sensitivity", *Appl. Phys. Lett.* **69**, p. 1843 (1996).
- [56] M.D.Weiss, M.H.Crites, E.W.Bryerton, J.F.Whitaker, and Z.Popović, "Time-domain optical sampling of switched-mode microwave amplifiers and multipliers", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47**, p. 2599 (1999).
- [57] J.-R.Hwang, R.K.Lai, J.Nees, T.Norris, and J.F.Whitaker, "A field sensitive photoconductive probe for sampling through passivation layers", *Appl. Phys. Lett.* **69**, p. 2211 (1996).
- [58] J.Lee, S.Yu and J.Kim, "Measurement of picosecond pulse propagation characteristics on coplanar transmission lines", *5th IEEE Workshop on signal propagation on interconnects*, Cavallino-Venice, Italy (2001).
- [59] W.H.Knox, J.E.Henry, K.W.Goosen, K.D.Li, B.Tell, D.A.B.Miller, D.S.Chemla, A.C.Gossard, J.English, and S.Schmitt-Rink, "Femtosecond excitonic optoelectronics", *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, p. 2586 (1989).
- [60] H.K.Heinrich, D.M.Bloom, and B.R.Hemenway, "Noninvasive sheet charge density probe for integrated silicon devices", *Appl. Phys. Lett.* **48**, p. 1066 (1986).
- [61] J.Bokor, A.M.Johnson, R.H.Storz, and W.M.Simpson, "High-speed circuit measurements using photoemission sampling", *Appl. Phys. Lett.* **49**, p. 226 (1986).
- [62] D.Grichkowsky, I.N.Duling III, J.C.Chen, and C.-C.Chi, "Electromagnetic shock waves from transmission lines", *Phys. Rev. Lett.* **59**, p. 1663 (1987).
- [63] M.Y.Frankel, S.Gupta, J.A.Valdmanis and G.A.Mourou, "Terahertz attenuation and dispersion characteristics of coplanar transmission lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **39**, p. 910 (1991).
- [64] H.-J.Cheng, J.F.Whitaker, T.M.Weller, and L.B.Katehi, "Terahertz-bandwidth characteristics of coplanar transmission lines on low permittivity substrates", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.* **42**, p. 2399 (1994).
- [65] P.R.Smith, D.H.Auston, and W.M.Augustyniak, "Measurement of GaAs field-effect transistor electronic impulse response by picosecond optical electronics", *Appl. Phys. Lett.* **39**, p. 739 (1981).
- [66] D.E.Cooper and S.C.Moss, "Picosecond optoelectronic measurement of the high-frequency scattering parameters of a GaAs FET", *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, p. 94 (1986).
- [67] M.Matloubian, H.Fetterman, M.Kim, A.Oki, J.Camou, S.Moss, and D.Smith, "Picosecond optoelectronic measurement of S parameters and optical response of an Al-GaAs/GaAs HBT", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **38**, p. 683 (1990).

-
- [68] J.F.Whitaker, G.Mourou, T.C.L.G.Sollner and W.D.Goodhue, "Picosecond switching time measurement of a resonant tunneling diode", *Appl. Phys. Lett.* **53**, p. 385 (1988).
- [69] E.Özbay, D.M.Bloom, D.H.Chow and J.N.Schulman, "1,7-ps microwave, integrated-circuit-compatible InAs/AlSb resonant tunneling diodes", *IEEE Electron Device Lett.* **12**, p. 480 (1991).
- [70] M.K.Jackson, M.Y.Frankel, D.Hulin, A.Antonetti, M.Van Hove, W.De Raedt, P.Crozat and H.Hafdallah, "Picosecond large-signal switching characteristics of a pseudomorphic AlGaAs/InGaAs modulation-doped field effect transistor", *Appl. Phys. Lett.* **61**, p. 1187 (1992).
- [71] A.Zeng, M.K.Jackson, M.Van Hove and W.De Raedt, "On-wafer characterization of $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ modulation-doped field-effect transistor with 4.2 ps switching time and 3.2 ps delay", *Appl. Phys. Lett.* **67**, p. 262 (1995).
- [72] N.Sahri and T.Nagatsuma, "Practical millimeter-wave optoelectronic network analyser", *Asia-Pacific Microwave Conf. Proc. APMC'98, Yokohama (Japan)*, TU4D-5 (1998).
- [73] T.Ishibashi, H.Fushimi, T.Furuta and H.Ito, "Uni-travelling-carrier photodiodes for electromagnetic wave generation", *7th IEEE Int. Conf. THz electron.* **Th-I4**, Nara (Japan) (1999).
- [74] S.Graf, H.Sigg, and W.Bächtold, "High-frequency electrical pulse generation using optical rectification in bulk GaAs", *Appl. Phys. Lett.* **76**, p. 2647 (2000).
- [75] B.Bellini, "Etude théorique et expérimentale de guides optiques à base de polymères pour la réalisation de commutateurs électro-optiques", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Nov. 2000.
- [76] J.-H.Trombert, "Etude et caractérisation d'un système optoelectronique de génération d'impulsions électromagnétiques ultra-brèves. Application à la conception de bancs de mesure en millimétrique.", Thèse de doctorat de l'université de Limoges, Dec. 1997.
- [77] J.R.Andrews, "Comparison of sampling oscilloscopes with ~ 35 ps transition durations", in *Picosecond Electronics and Optoelectronics II*, F.J.Leonberger, C.H.Lee, F.Capasso, and H.Morkoc, Eds. Berlin, Germany : Springer-Verlag, p. 64 (1987).
- [78] A.Agoston, S.Pepper, R.Norton, J.Ebner, and K.Schoen, "100 GHz through-line sampler system with sampling rates in excess of 10 Gsamples/second", submitted to *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* (2003).
- [79] M.Kahrs, "50 years of RF and Microwave Sampling", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **51**, p. 1787 (2003).
- [80] site internet :www.abmillimetre.com
- [81] J.R.Andrews, "Comparison of ultra-fast risetime, 18 to 50 GHz digital sampling oscilloscopes (updated to include new instruments introduced in 2000)", *Picosecond Pulse Labs., Boulder, CO, Tech. Rep.* **AN-2D** (2001).

Chapitre 2

Les outils expérimentaux

Ce deuxième chapitre est consacré à la description des outils utilisés pour la réalisation et le développement du système expérimental d'échantillonnage électro-optique. Parmi ces outils, nous présenterons dans un premier temps l'instrumentation optique ultra-rapide (laser femtoseconde, autocorrélateur...). Une part importante de cette thèse a consisté à mettre au point et développer le banc de caractérisation électro-optique. Nous verrons donc dans la seconde partie de ce chapitre les différentes configurations de ce banc de mesure. D'autres dispositifs expérimentaux dédiés à l'étude des propriétés physiques des matériaux utilisés ont également été développés. Nous décrirons notamment le dispositif de spectrométrie d'absorption réalisé. Les outils nécessaires à la mise en place du dispositif d'échantillonnage sont aussi des matériaux et en particulier l'Arséniure de Gallium épitaxié à basse température. Nous étudierons ses conditions de croissance et ses propriétés physiques. Enfin, la validation du dispositif d'échantillonnage électro-optique passe par la mesure de structures "tests". Nous concluons donc ce chapitre par une description des étapes technologiques nécessaires à leur réalisation.

2.1 L'instrumentation optique ultra-rapide

2.1.1 La source laser impulsionnelle

Historique

Depuis la première démonstration du laser²³ par T.H.Maiman en 1960, la durée des impulsions optiques les plus courtes générées a diminué de neuf ordres de grandeur. On est ainsi passé progressivement du régime microseconde (10^{-6} s) au régime picoseconde (10^{-12} s) dès 1964 puis femtoseconde (10^{-15} s). Cette évolution a été permise grâce aux progrès réalisés dans les techniques de verrouillage en phase des modes longitudinaux de la cavité.

La propriété sans doute la plus importante d'une cavité laser en ce qui concerne la génération d'impulsions laser de courte durée, est l'existence de modes longitudinaux dits encore axiaux.

Pour qu'une onde électromagnétique puisse s'établir entre les miroirs d'une cavité optique, il faut que la distance L qui les sépare accommode un nombre demi-entier de longueur d'onde. Si ce n'est pas le cas, les champs qui se propagent en sens inverse interfèrent destructivement. Le spectre d'énergie des photons émis en fonction de leur fréquence a l'allure indiquée sur la figure 2.1. Les pics ont une largeur finie δf de l'ordre de grandeur de la finesse de la cavité optique. De plus, la série de pics n'est pas infinie, elle est contenue dans une enveloppe de largeur $\Delta\nu$

²³Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

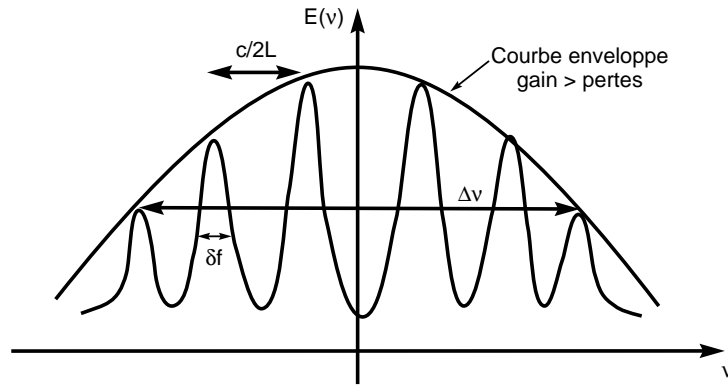


FIG. 2.1 – Spectre d'émission d'une cavité laser.

correspondant à un régime pour lequel le gain d'amplification est supérieur aux pertes dans les éléments de la cavité induites par l'absorption, la diffusion et la diffraction.

Dans la plupart des lasers qui émettent en continu, seuls quelques modes longitudinaux de la cavité, qui peuvent être amplifiés par le milieu de gain, sont émis à chaque instant ; l'onde émise subit en permanence des sauts de phase et de fréquence de sorte que l'intensité résultante est constante en moyenne et bruitée par les battements aléatoires entre les modes émis.

La génération de trains périodiques d'impulsions lumineuses repose sur l'idée simple du battement contrôlé entre un grand nombre d'ondes, toutes espacées de la même faible différence de fréquence. Si les ondes qui se superposent sont synchrones à un instant donné, alors les champs électromagnétiques s'ajoutent à cet instant. Si on s'écarte de cet instant dans le temps les ondes se désynchronisent à cause de leur différence de fréquence et peu à peu leurs amplitude s'annihilent les unes les autres créant ainsi une impulsion. Après un temps égal à l'inverse de la différence de fréquence entre les ondes, elles se retrouvent à nouveau en phase et une nouvelle impulsion se forme. La période de répétition est simplement donnée par le temps caractéristique de la cavité égal au temps de vol de la lumière sur un aller-retour :

$$T = \frac{2L}{c}. \quad (2.1)$$

Il suffit donc de faire passer le plus grand nombre possible de modes d'une cavité laser par un même point au même instant pour créer un train d'impulsions. Pour réaliser cela en pratique, on place dans la cavité laser un dispositif dont on peut faire varier périodiquement les propriétés optiques à la fréquence propre de la cavité. Tout mode qui le traverse se voit affublé de fréquences latérales en phase. Ces fréquences latérales coïncident avec des modes propres du laser et sont amplifiées dans le milieu de gain. On comprend alors qu'après un régime transitoire tous les modes qui peuvent être amplifiés sont synchronisés par le processus non linéaire de création de fréquences latérales.

De très nombreux dispositifs ont été imaginés pour synchroniser les modes d'un laser. Ils utilisent tous soit la modulation de l'amplitude d'une onde transmise, soit la modulation de sa phase et peuvent être actifs ou passifs.

Un exemple important de lasers à blocage de mode passif est le CPM²⁴, laser à synchronisation de modes par collision d'impulsions, démontré par Fork *et al* en 1981 [1]. Il s'agit d'un laser à

²⁴Colliding Pulse Mode-locked dye laser

colorant dont le blocage de mode est réalisé passivement par un jet de colorant jouant le rôle d'absorbant saturable. Ce laser a permis grâce notamment à l'utilisation de compresseurs optiques à prismes de générer des impulsions de 30 fs dès le milieu des années 80 [2]. Les progrès réalisés dans les compresseurs optiques à réseaux ont permis d'obtenir en 1987 des impulsions lumineuses de 6 femtosecondes [3].

Les réalisations les plus marquantes dans le domaines des impulsions ultra-brèves reposent essentiellement sur le développement de l'oxyde d'aluminium dopé au titane ($\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$, $\text{Ti}:\text{Saphir}$). De très nombreuses applications ont été trouvées à ce matériau dans le domaine des impulsions ultra-brèves et il a permis la "démocratisation" des oscillateurs femtosecondes. On trouve aujourd'hui des sources commerciales qui délivrent des impulsions d'une durée de l'ordre de 100 fs et même moins.

La chaîne laser de l'IEMN

La source laser femtoseconde, acquise par l'IEMN en 1998, est composée d'un laser titane-saphir de type MIRA 900 (Coherent) pompé par un laser continu de type VERDI (Coherent). Ce dernier est constitué d'un barreau de $\text{YVO}_4:\text{Nd}$ pompé par deux diodes laser délivrant 20 W à 808 nm. La fréquence optique d'émission du cristal de $\text{YVO}_4:\text{Nd}$ est doublée intracavité. Le VERDI délivre ainsi un faisceau continu de longueur d'onde 532 nm et de puissance 10 W qui fournit l'énergie nécessaire à l'inversion de population dans le cristal actif du MIRA.

Un schéma de la cavité laser du MIRA est présenté sur la figure 2.2. Le milieu amplificateur est un barreau de Saphir dopé au titane. Le titane est relativement peu soluble dans l'oxyde d'aluminium, mais on peut cependant en dissoudre correctement 0,1 % en poids. L'ion Ti^{3+} se substitue à l'ion Al^{3+} . La bande d'absorption se situe dans le bleu-vert et présente la particularité d'être exceptionnellement large. La luminescence correspondante a une largeur inhomogène qui atteint 200 nm autour de 750 nm. L'association de ce cristal à un jeu de miroirs large bande ("X-wave") permet une accordabilité du laser entre 700 et 1000 nm. En pratique, il est difficile d'obtenir un fonctionnement du laser en régime impulsionnel au delà de 930 nm. Une purge de la cavité à l'azote sec est en effet indispensable si l'on veut éliminer les pertes dues à l'absorption de la vapeur d'eau dans cette gamme spectrale. Selon les besoins, il est possible, à partir du MIRA, de pomper un Oscillateur Paramétrique Optique fs (Coherent-APE). Deux cristaux (KTP et CTA) permettent alors de couvrir la gamme 1,1 à 1,65 μm .

Le fonctionnement du laser en régime impulsionnel est assuré par un mécanisme relativement complexe. Le barreau de $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ présente des propriétés d'amplification sur une gamme spectrale suffisamment étendue pour exciter un grand nombre de modes longitudinaux de la cavité laser. L'association des propriétés d'autofocalisation du faisceau optique à la traversée du cristal (effet Kerr) et d'une fente d'ouverture réglable située devant le coupleur de sortie du laser permet de favoriser le régime impulsionnel en imposant une relation de phase entre les différents modes et en introduisant des pertes pour le régime continu. Cette sélection permet au laser de délivrer des impulsions d'une durée d'environ 120 fs après une compensation de la dispersion de l'impulsion optique avec les prismes $P1$ et $P2$. La longueur L de la cavité (environ 2 m) fixe le délai T entre deux impulsions à 13 ns (cf. relation 2.1) soit un taux de répétition de 76 MHz. La limite de Fourier pour une impulsion gaussienne de largeur temporelle à mi-hauteur Δt nous donne $\Delta t \cdot \Delta f \geq 0,44$ (Δf étant la largeur à mi-hauteur de la gaussienne fréquentielle obtenue après transformée de Fourier), ce qui conduit à une largeur spectrale d'au moins 10 nm pour une impulsion centrée autour de 800 nm. Ce calcul peut être effectué à l'aide de la relation 2.2 où c désigne la vitesse de la lumière, Δt la largeur temporelle des impulsions optiques, f la fréquence optique moyenne d'émission du laser et λ la longueur d'onde correspondante. La puissance de

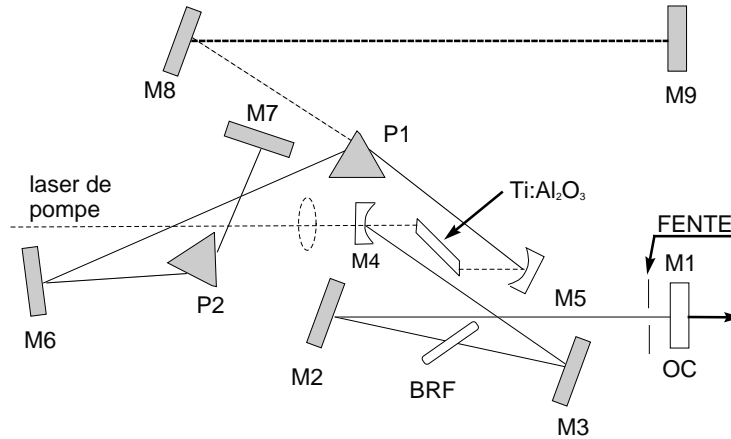


FIG. 2.2 – Schéma de la cavité du MIRA

sortie est de l'ordre de 1 à 1.7 W ce qui correspond à une énergie par impulsion de 10 à 13 nJ.

$$\Delta\lambda \simeq \frac{0.44c}{\Delta t \cdot f^2} = \frac{0.44\lambda^2}{c\Delta t} \quad (2.2)$$

Les différentes configurations expérimentales présentées dans les paragraphes suivants ont nécessité l'utilisation d'un faisceau laser de longueur d'onde comprise entre 800 et 920 nm. En ce qui concerne les expériences d'échantillonnage présentées dans les chapitres suivants, nous n'avons donc pas eu recours à l'utilisation de l'Oscillateur Paramétrique Optique.

2.1.2 Les éléments du système expérimental d'échantillonnage

La plupart des techniques expérimentales mettant en jeu une source laser femtoseconde repose sur le principe de la mesure pompe-sonde. Comme aucun détecteur optique n'est assez rapide pour résoudre temporellement un signal dont les variations sont plus rapides qu'une picoseconde, on utilise alors une technique dite d'intercorrélation pour obtenir l'enveloppe temporelle du signal mesuré. Le faisceau laser est séparé en deux parties grâce à une lame séparatrice : un faisceau de plus forte intensité, appelé *pompe*, permet de générer le phénomène ultra-rapide que l'on désire observer ; un faisceau d'intensité plus faible, appelé *sonde*, permet de mesurer de manière cohérente la forme temporelle du signal généré par la pompe. Pour cela, on introduit un retard entre les impulsions de pompe et de sonde. Le principe de cette mesure par échantillonnage est rappelé plus en détail dans le premier chapitre. Nous distinguerons par la suite deux types de mesures par intercorrélation : l'intercorrélation optique où deux faisceaux optiques extrêmement rapides interagissent directement dans un cristal présentant des propriétés optiques non-linéaires et l'échantillonnage d'absorption ou d'électroabsorption où les faisceaux interagissent indirectement par l'intermédiaire de la modification des propriétés d'absorption ou d'électroabsorption d'un matériau.

La ligne à retard optique

L'échantillonnage optique résolu en temps équivalent nécessite l'utilisation d'une platine de translation motorisée qui permet de déplacer deux miroirs métalliques formant un angle de 90°.

La position de cette platine est commandée par le PC d'acquisition grâce à une carte IEEE GPIB. Elle permet d'allonger ou de raccourcir le trajet du faisceau de sonde et donc de retarder temporellement l'arrivée de la sonde sur l'échantillon par rapport à celle de la pompe. Le pas spatial de la ligne à retard est de $1 \mu\text{m}$ ce qui permet une résolution temporelle de 6.67 fs. Cette valeur fixe la plage fréquentielle maximale observable à 75 THz. La longueur maximale de déplacement sur la ligne à retard est d'environ 150 mm ce qui équivaut à un retard maximal de 1 ns. Le balayage d'une telle plage temporelle autorise une résolution spectrale après transformée de Fourier de 1 GHz.

La photodiode

Pour mesurer les variations d'intensité des faisceaux optiques, on utilise une simple photodiode au Silicium de type OSD1-5T (CENTRONIC). La réponse de la photodiode est de 0.48 A/W à 850 nm soit $480 \mu\text{V}/\mu\text{W}$ lorsqu'elle est chargée par une résistance de 1 k Ω . Sa section est d'environ 1mm^2 , ce qui conduit à une fréquence de coupure de quelques MHz.

L'amplification à détection synchrone

Le faisceau laser de pompe générant le phénomène ultra-rapide à observer est modulé en amplitude grâce à un hacheur mécanique. La fréquence de modulation est accordable entre 100 Hz et 3 kHz. Un amplificateur à détection synchrone (EGG 7265) permet une démodulation du signal de sonde détecté par la photodiode à la fréquence correspondant au signal de référence délivré par le hacheur. Cette détection synchrone permet d'une part d'éliminer les effets parasites dans la mesure (ex : lumière ambiante) mais aussi d'atténuer le bruit du laser à basse fréquence puisque ses variations d'intensité aux échelles de temps lentes devant la période de modulation sont moyennées. Cette technique permet donc d'améliorer nettement le rapport signal à bruit des mesures.

2.1.3 La mesure d'intercorrélacion optique

Un dispositif spécifique est nécessaire pour caractériser la forme temporelle des impulsions optiques de pompe ou de sonde. Ce système est basé sur l'utilisation d'un effet d'optique non-linéaire. Le dispositif d'intercorrélacion est présenté sur la figure 2.3. Le faisceau incident est séparé en deux parties grâce à une lame semi-réfléchissante. La partie transmise est réfléchiée par un petit miroir d'or vibrant. L'autre partie est réfléchiée sur un autre miroir d'or dont la position peut être ajustée par un déplacement micrométrique. Sur ce trajet une lentille de courte focale (50 mm) permet de réduire la taille des spots sur le miroir à une centaine de μm . Après réflexion sur les miroirs, les deux faisceaux repassent par la lame semi-réfléchissante et sont focalisés dans un cristal non-linéaire de BBO²⁵. Ce cristal a pour effet de générer un photon d'énergie double pour deux photons incidents d'énergie identique (doublement de la fréquence optique du faisceau laser). L'intensité du faisceau doublé est proportionnelle au carré de l'intensité du faisceau incident. Ainsi, lorsque les impulsions transmises et réfléchiées par la lame séparatrice sont focalisés et superposés spatialement et temporellement dans le cristal de BBO, la génération de second harmonique est plus efficace. Au-delà du doublement de fréquence des deux faisceaux, la génération de second harmonique a pour effet une sommation des vecteurs d'onde des deux faisceaux incidents, conséquence de la conservation du vecteur d'onde total. Si \vec{k}_1 et \vec{k}_2 sont les vecteurs d'onde des deux faisceaux incidents, on trouve en sortie du BBO trois faisceaux : un

²⁵ β -borate de Baryum

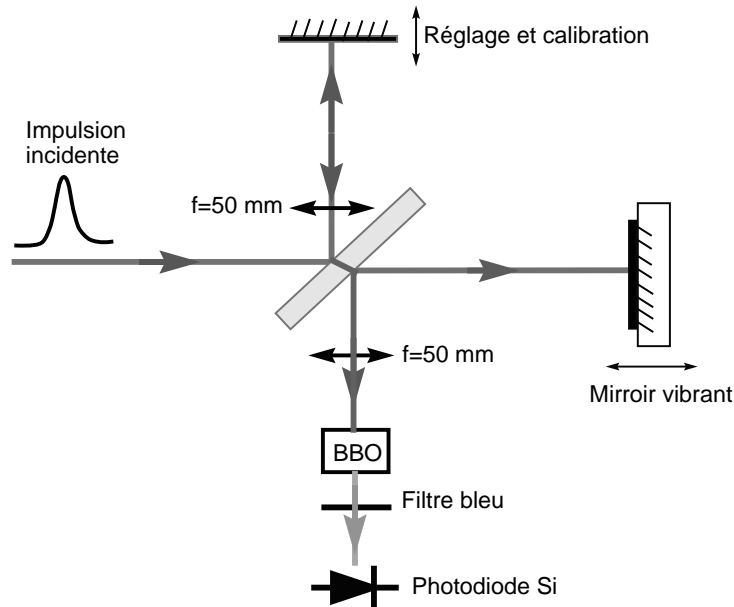


FIG. 2.3 – Schéma du dispositif d'autocorrélation

faisceau colinéaire à \vec{k}_1 et de fréquences ω (vecteur d'onde \vec{k}_1) et 2ω (vecteur d'onde $2\vec{k}_1$), un faisceau colinéaire à \vec{k}_2 et de fréquences ω (vecteur d'onde \vec{k}_2) et 2ω (vecteur d'onde $2\vec{k}_2$) et un faisceau de vecteur d'onde $\vec{k}_1 + \vec{k}_2$ et de fréquence 2ω . Si les faisceaux incidents sont colinéaires, les trois faisceaux de sortie sont également colinéaires. On observe dans ce cas sur le détecteur, en plus de l'enveloppe temporelle du signal d'intercorrélacion, une figure d'interférence à l'intérieur de cette enveloppe. Lorsque les faisceaux incidents ne sont pas colinéaires et que l'on ne collecte sur le détecteur que le faisceau de vecteur d'onde somme, on n'observe uniquement l'enveloppe temporelle.

Quand les deux faisceaux issus de la lame séparatrice sont simplement réfléchis par un miroir, on parle d'autocorrélation. Cette mesure permet de déduire la largeur temporelle des impulsions optiques. Quand la durée de l'impulsion optique est modifiée sur l'un des bras de l'autocorrélateur, on parle d'intercorrélacion.

Le signal de photodiode est visualisé sur l'écran d'un oscilloscope en fonction de la tension appliquée au miroir vibrant. L'étalonnage de la correspondance entre l'échelle des tensions et celle des temps est effectuée à l'aide d'une vis micrométrique placée sur le miroir non vibrant. Lorsque la forme de l'enveloppe temporelle du signal d'intercorrélacion est symétrique, on peut extraire la largeur à mi-hauteur des impulsions incidentes après division par un coefficient dépendant de la forme temporelle supposée de l'impulsion. Le tableau 2.4 rappelle ces coefficients pour différentes formes temporelles [4].

La figure 2.5 montre une mesure d'autocorrélation optique des impulsions laser. La largeur à mi-hauteur des impulsions après déconvolution est égale à environ 150 fs.

Forme temporelle de l'impulsion incidente	Forme temporelle de l'autocorrélation	Rapport des largeurs à mi-hauteurs ($\frac{\Delta\tau}{\Delta t}$)
e^{-t^2}	$e^{-\tau^2}$	1.414
$\text{sech}^2(t)$	$\frac{3[\tau \cosh(\tau) - \sinh(\tau)]}{\sinh^3(\tau)}$	1.543
$\frac{1}{e^{t/(t-A)} + e^{t/(T+A)}}$		
A=1/4	$\frac{1}{\cosh^3(\frac{8}{15}\tau)}$	1.544
A=1/2	$\frac{3\sinh(\frac{8}{3}\tau) - 8\tau}{4\sinh^3(\frac{4}{3}\tau)}$	1.549
A=3/4	$\frac{2\cosh(\frac{16}{7}\tau) + 3}{5\cosh^3(\frac{8}{7}\tau)}$	1.570

FIG. 2.4 – Coefficients liant la durée à mi-hauteur des impulsions mesurées par autocorrélation aux impulsions incidentes suivant la forme temporelle de l'impulsion.

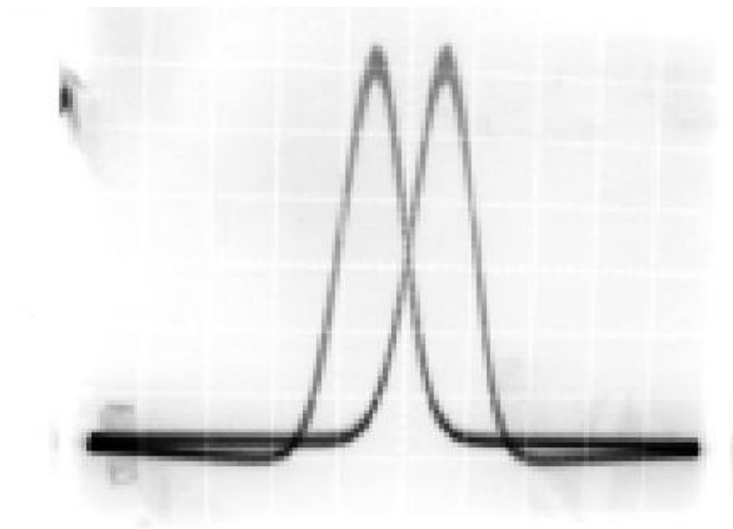


FIG. 2.5 – Mesure d'autocorrélation de l'impulsion optique de pompe (le dédoublement des courbes est dû à un effet d'hystérésis sur le déplacement du miroir vibrant).

2.2 Les différentes configurations du système d'échantillonnage

Cette partie est consacrée à la description des différentes configurations pompe-sonde utilisées pour des mesures de réflectivité résolues temporellement ou pour des mesures d'échantillonnage d'impulsions électriques ultra-rapides guidées. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, l'utilisation des propriétés optiques du substrat pour l'échantillonnage nous a conduit dans un premier temps à positionner l'échantillon verticalement pour que les faisceaux de pompe et de sonde puissent accéder à chacune des faces du substrat. Dans un deuxième temps, la volonté de généraliser la technique de mesure nous a amené à la conception et la réalisation d'un banc de mesure sous pointes où pompe et sonde accèdent directement à la face avant de l'échantillon, positionné cette fois horizontalement. Nous verrons comment il est possible de passer simplement d'une configuration expérimentale à l'autre grâce à l'utilisation de miroirs amovibles.

2.2.1 Une configuration verticale pour une mesure à travers le substrat

Description du montage

Dans la première configuration du dispositif de mesure, l'échantillon est monté sur une plaque percée en circuit imprimé (cf. "La technologie des lignes-tests"), et positionné verticalement. Cette configuration permet de focaliser la sonde à travers la face arrière polie du substrat, sa rétro-réflexion sur l'avant du substrat est collectée sur la photodiode. La pompe est focalisée sur la face processée du substrat. Une photographie du dispositif expérimental en configuration verticale est présentée sur la figure 2.6. La source laser, située sur une autre table optique, n'est pas visible sur la photographie. On y remarque une première association de deux lentilles qui permet une "remise en forme" du diamètre et de la divergence du faisceau de sortie du MIRA. Ce système permet d'obtenir une taille de faisceau d'environ 5 mm de diamètre. La lame semi-réfléchissante BS1 permet ensuite de scinder le faisceau laser en deux parties : la partie transmise, de plus forte intensité, constitue la pompe ; la partie réfléchie constitue la sonde ($\simeq 10\%$). Cette dernière est réfléchie par les miroirs de la ligne à retard optique motorisée avant d'être amenée parallèlement à l'échantillon sur la lame semi-réfléchissante BS2. Cette lame de verre traitée anti-reflet sur la face arrière envoie une partie du faisceau à travers un objectif de microscope x20 qui focalise la sonde à travers la face arrière du substrat et récupère la rétro-réflexion provenant de la face avant. Celle-ci traverse alors la lame semi-réfléchissante BS2 avant d'être collectée sur la photodiode.

Le faisceau de pompe est lui focalisé sur la face avant de l'échantillon au moyen d'un objectif de microscope x13. Sa fréquence optique, correspondant initialement à une longueur d'onde infrarouge, peut éventuellement être doublée par l'utilisation d'un cristal non-linéaire (SHG²⁶). Un système composé d'une lentille focalisant le faisceau dans un cristal de BBO, d'une autre lentille réalisant la collimation du faisceau et d'un filtre bleu éliminant le résidu infrarouge permet d'obtenir un rendement pour la génération de seconde harmonique d'environ 15 %. Cette étape est indispensable si l'on veut que le substrat soit transparent au faisceau de sonde et absorbant pour le faisceau de pompe. On distingue également sur la figure 2.6 la présence du hacheur mécanique sur le trajet du faisceau de pompe.

Pour optimiser les réglages des différentes expériences réalisées à partir de ce montage, un certain nombre de déplacements micrométriques sont prévus sur les objectifs de sonde, de pompe et sur le porte échantillon (cf. figure 2.7). On dispose en effet d'un déplacement possible de la sonde suivant l'axe \vec{y} qui permet le réglage de la distance pompe-sonde ou éventuellement la

²⁶Second Harmonic Generation

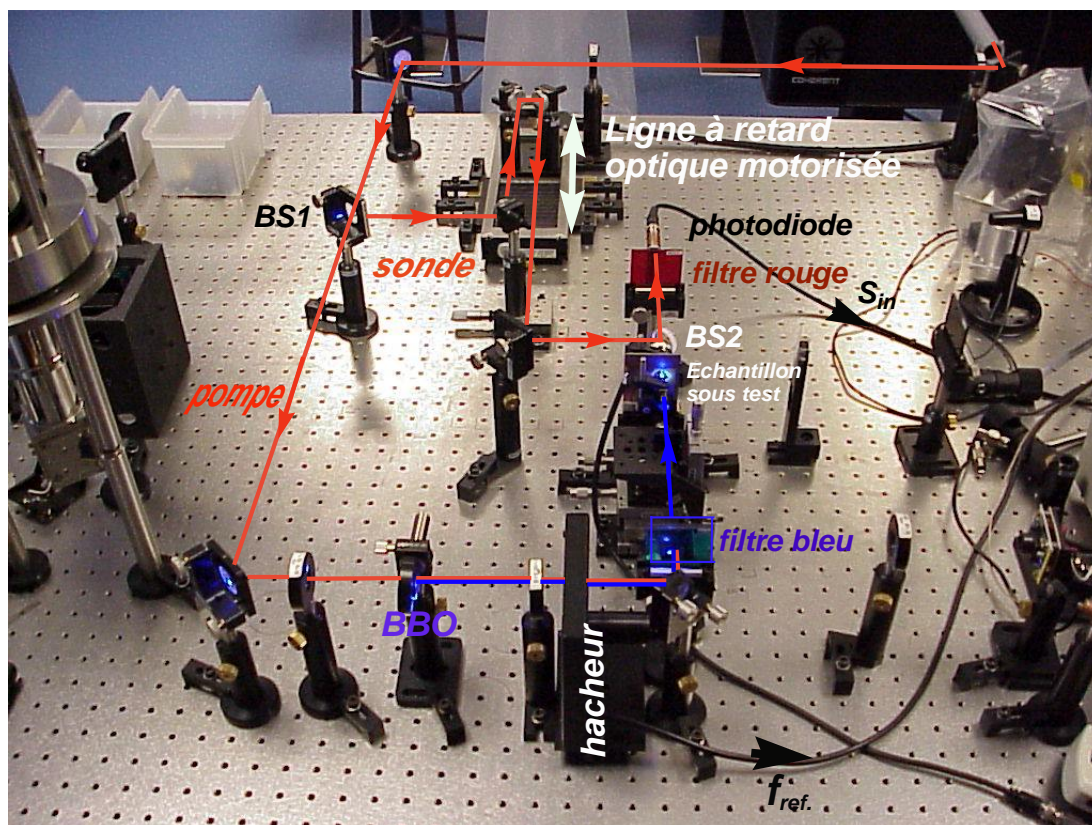


FIG. 2.6 – Photographie du dispositif expérimental d'échantillonnage en configuration verticale

superposition des deux spots. Il existe également un déplacement suivant \vec{y} de l'échantillon. Des déplacements de l'échantillon suivant les axes \vec{z} et \vec{x} permettent le réglage de la focalisation de la sonde sous des lignes métallisées par exemple. Enfin, trois déplacements suivant les axes \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} permettent le réglage de la position et de la focalisation du spot de pompe. Etant donné le nombre de déplacements possibles de l'échantillon et des éléments d'optique, une procédure précise est nécessaire pour un réglage optimum du dispositif. Nous reviendrons sur cette procédure de réglage dans le chapitre suivant.

Avantages/inconvénients de la configuration verticale

Le principal intérêt de cette configuration expérimentale est qu'elle permet l'utilisation de deux objectifs de microscope pour focaliser les faisceaux de pompe et de sonde. On peut ainsi disposer de spots dont le diamètre est de l'ordre de quelques μm (voir p. 99) et les positionner très proches l'un de l'autre ou même les superposer (ce qui serait impossible si les deux faisceaux accédaient à l'échantillon par la même face étant donné le diamètre des objectifs de microscope). Le dispositif peut être utilisé pour une mesure de photoréfectivité résolue temporellement en plus de son application à l'échantillonnage électro-optique ultra-rapide. Grâce aux multiples déplacements présents sur les objectifs de pompe et de sonde et sur l'échantillon, des réglages indépendants et précis peuvent être effectués.

Cependant, une préparation relativement contraignante de l'échantillon est nécessaire puisque

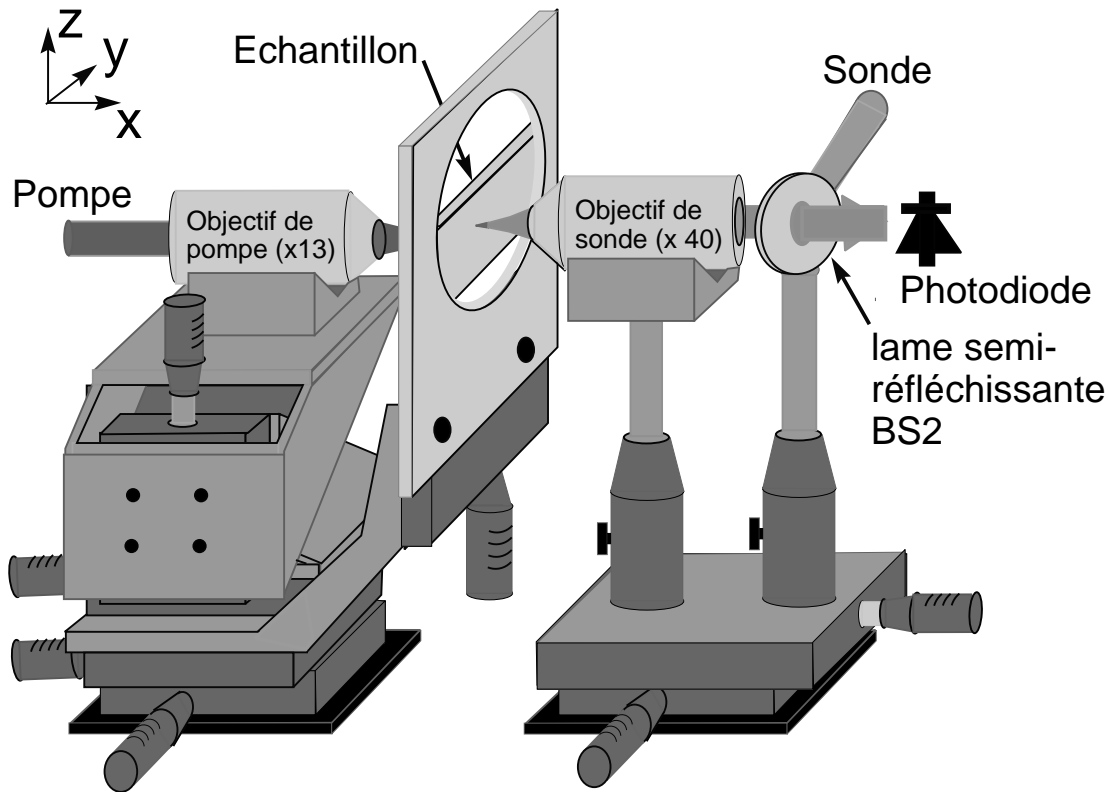


FIG. 2.7 – Schéma des différents déplacements micrométriques utilisés pour le réglage du dispositif en configuration verticale.

l'accès face arrière implique un polissage de l'échantillon, voire le dépôt d'une couche anti-reflet. De plus, son montage sur une plaque en circuit imprimé percée est nécessaire à son positionnement vertical. Dans une telle configuration, il est également difficile d'avoir recours à des pointes métalliques pour apporter la polarisation continue du circuit testé et une soudure de fils d'or pour contacter les composants étudiés aux pistes du circuit imprimé est alors nécessaire. Néanmoins, comme nous le verrons par la suite, ce dispositif nous a permis d'effectuer les premières mesures. Par la suite, le souci de mettre au point un banc de caractérisation nous a conduit à envisager une configuration plus classique où l'échantillon est posé à l'horizontale.

2.2.2 Une configuration horizontale pour une mesure en réflexion sur la surface du substrat

Après les premières mesures réalisées en configuration verticale, nous avons profité des développements apportés à la technique d'échantillonnage pour concevoir et réaliser un banc de caractérisation sous pointes.

Description du montage

Le nouveau dispositif présente une partie commune avec le précédent (cf. figure 2.8). Il s'agit du trajet du faisceau laser avant la lame séparatrice BS1 et d'une partie du trajet du faisceau

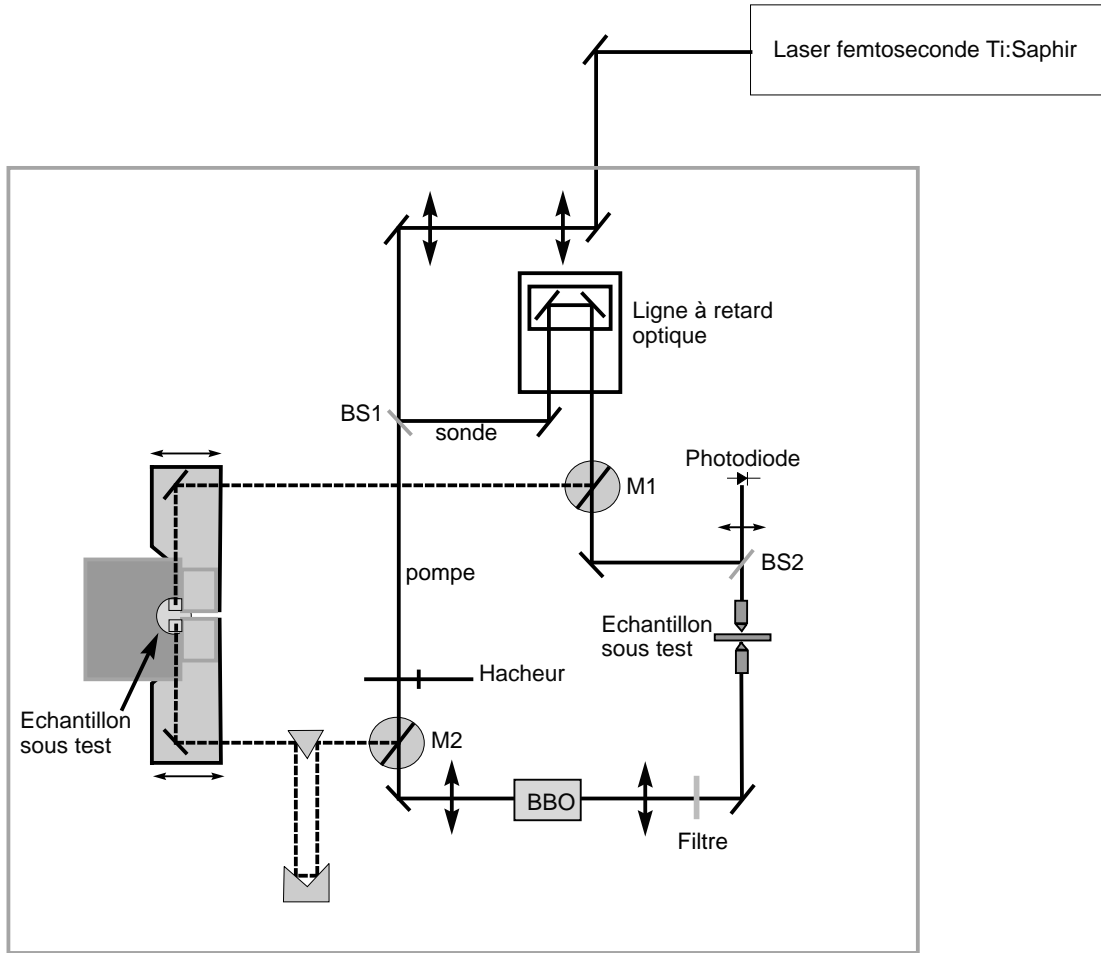


FIG. 2.8 – Schéma des dispositifs expérimentaux (configuration verticale en trait plein, configuration horizontale en pointillé). Les miroirs M1 et M2 sont amovibles et permettent le passage d'une configuration à l'autre.

de sonde. En effet, un miroir amovible M1 est placé sur le trajet de la sonde après le passage dans la ligne à retard et permet de dévier le faisceau vers une autre partie de la table optique. De la même façon, un miroir amovible M2 est positionné sur le trajet du faisceau de pompe après le hacheur et avant le BBO. Les deux faisceaux sont ainsi amenés vers le banc de mesure en configuration horizontale. Le banc réalisé est présenté sur la figure 2.9. Il comprend deux bras et une platine sur laquelle est posé l'échantillon sous test. Chaque bras est constitué d'une platine de translation horizontale sur laquelle reposent un miroir de renvoi et une colonne. Sur le bras dédié aux réglages de la sonde, le miroir amène le faisceau vers un cube séparateur de 5 mm de côté positionné de telle sorte qu'il renvoie le faisceau de sonde vers le bas (cf. figure 2.10.a.). Deux vis micrométriques montées sur la colonne permettent un réglage en hauteur du prisme et également un réglage de la longueur du trajet du faisceau de sonde avant le cube. La partie du faisceau renvoyée vers le bas est focalisée sur l'échantillon par une petite lentille asphérique de courte focale ($f=18$ mm, diamètre = 5 mm) traitée anti-reflet à 800 nm. Le faisceau réfléchi par l'échantillon repasse par la lentille et le cube séparateur puis il est focalisé

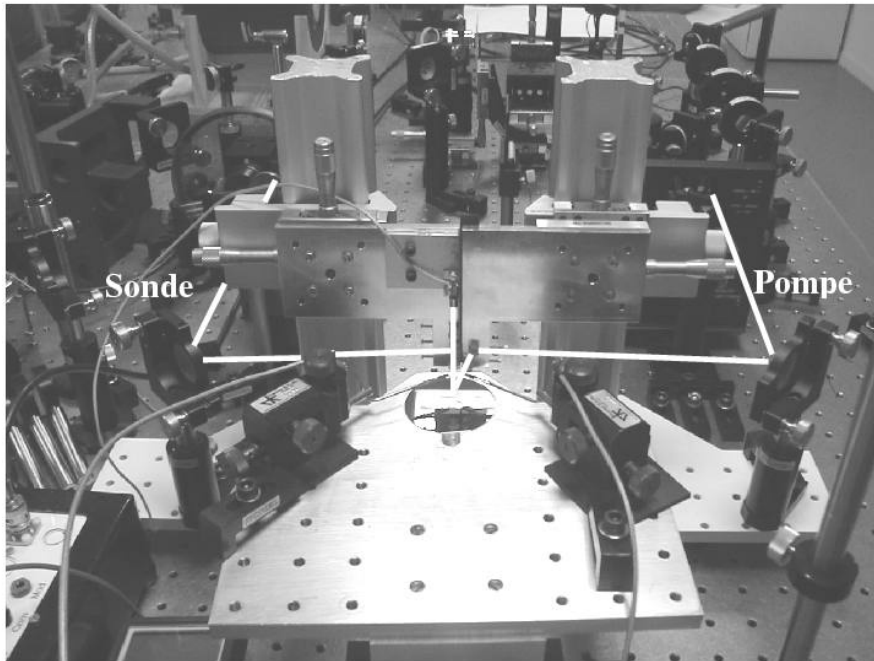


FIG. 2.9 – Photographie du dispositif expérimental (configuration horizontale)

grâce à une deuxième lentille asphérique de courte focale sur une photodiode. La photodiode et sa résistance de charge sont identiques à celles décrites au début du chapitre. L'ensemble de ces éléments (cube séparateur, lentilles et photodiode) est donc solidaire et déplacé en même temps. En ce qui concerne le bras permettant les réglages de la pompe, le faisceau optique est renvoyé vers le bas grâce à un miroir constitué par une facette métallisée d'un prisme (cf. figure 2.10.b.). Le faisceau réfléchi forme en fait un angle de 22° par rapport à la verticale de manière à pouvoir superposer les spots de pompe et de sonde. Comme pour la sonde, la pompe est focalisée sur l'échantillon au moyen d'une lentille de courte focale. Le prisme et la lentille sont également solidaires. Le réglage initial du positionnement de l'un par rapport à l'autre est délicat mais définitif. L'échantillon repose à plat sur une platine de translation verticale permettant le réglage de la focalisation des faisceaux de pompe et de sonde. De manière à éviter la présence d'un plan conducteur sur la face arrière de l'échantillon, une partie de la platine est percée. Nous verrons dans le chapitre 5 que la présence d'un plan de masse sur la face arrière des échantillons peut avoir des conséquences importantes sur la propagation de signaux électromagnétiques.

Avantages/inconvénients de la configuration horizontale

Le dispositif réalisé peut être utilisé pour des mesures de photoréflectance résolues temporellement comme pour des mesures électro-optiques. A la différence de la configuration verticale, l'échantillonnage électro-optique est ici basé sur l'utilisation des propriétés d'un matériau reporté sur l'avant du substrat (cf. chapitre 4) et non plus sur les propriétés du substrat. La configuration horizontale permet l'utilisation de pointes métalliques montées sur des micro-manipulateurs pour amener la polarisation continue au composant sous test. La préparation du composant à tester est donc simplifiée. Enfin, les éléments d'optique de sonde (cube séparateur, lentilles et photodiode) comme ceux de pompe (prisme et lentille) sont solidaires ce qui facilite les réglages

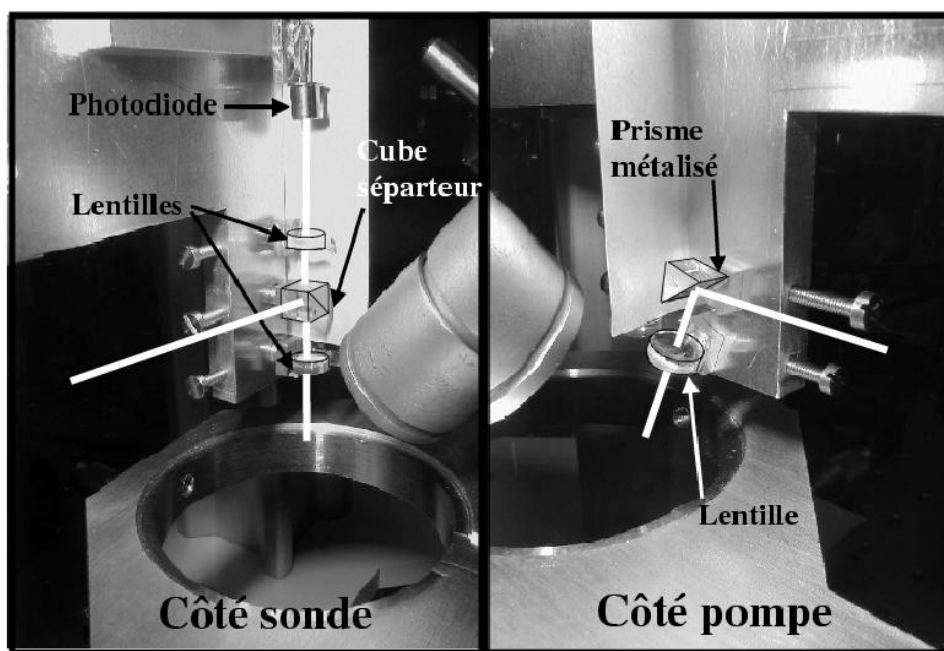


FIG. 2.10 – Photographies du dispositif expérimental (configuration horizontale), zoom sur les parties sonde et pompe

optiques.

Nous avons présenté les deux configurations du dispositif de mesure par échantillonnage. Comme nous le verrons dans les chapitres suivants, l'utilisation de l'une ou de l'autre dépend du composant à tester. Des miroirs amovibles permettent un changement rapide de configuration tout en conservant les réglages des faisceaux optiques. Le dispositif horizontal constitue un véritable banc de caractérisation sous pointes qui permet de tester rapidement un grand nombre d'échantillons, que ce soit pour des mesures de photoréfectance ou des mesures électro-optiques.

2.3 Dispositif de spectrométrie d'absorption

Outre le dispositif expérimental précédent mis au point pour des mesures d'échantillonnage électro-optique ultra-rapide, nous avons également développé d'autres dispositifs de mesure, dédiés cette fois à l'étude des propriétés physiques des matériaux utilisés pour la mesure. Afin de mesurer avec précision les spectres d'absorption (ou d'électroabsorption) de différents matériaux semiconducteurs, nous avons mis au point un dispositif à partir des éléments du banc de photoluminescence de l'IEMN. Ce dispositif est constitué d'une source de lumière blanche (lampe à filament de Tungstène), d'un système de lentilles focalisant le faisceau de lumière blanche à travers l'échantillon et d'un monochromateur permettant la résolution spectrale de l'intensité transmise à travers l'échantillon. L'intensité transmise à travers le monochromateur est mesurée grâce à un photomultiplicateur. Plusieurs configurations de ce dispositif ont été utilisées en fonction de l'échantillon à mesurer. Une première expérience a consisté à mesurer les spectres d'absorption des substrats d'épitaxie de GaAs et d'InP semi-isolants. Pour cela, l'échantillon est

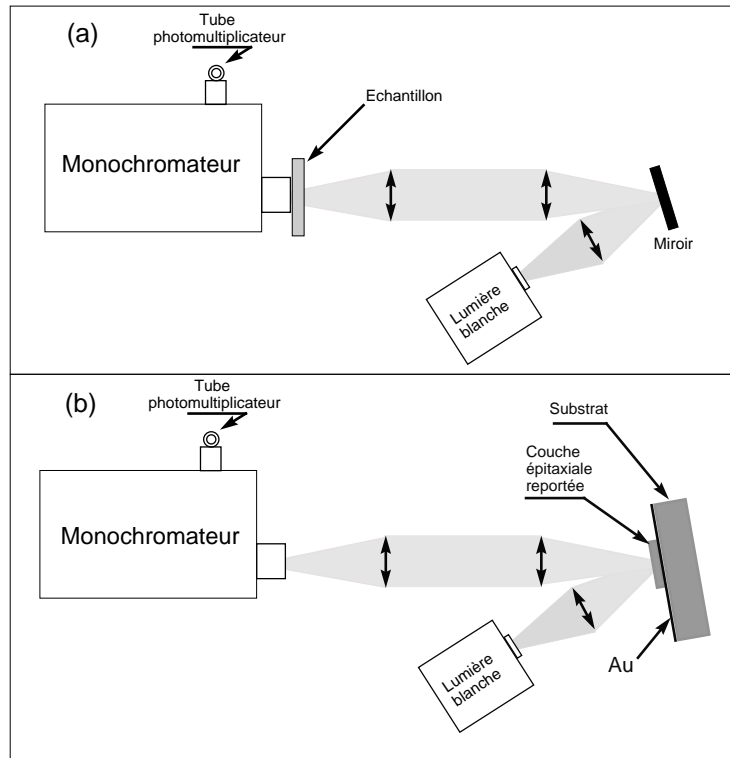


FIG. 2.11 – Dispositif expérimental utilisé pour la mesure du spectre de transmission des substrats d'épitaxie (a) et des couches épitaxiales de GaAs et d'AlGaAs

placé directement devant la fente du monochromateur. Le rapport des intensités mesurées avec et sans échantillon permet de calculer le spectre de transmission de l'échantillon (figure 2.11.a). Connaissant l'indice et l'épaisseur du substrat on en déduit aisément le coefficient d'absorption du matériau. Les résultats obtenus pour des substrat de GaAs et d'InP sont présentés sur les figures 2.12 et 2.13. Pour les fortes absorptions, le niveau de bruit du photodétecteur nous empêche de résoudre le spectre. L'intérêt des mesures réalisées est de pouvoir déterminer la queue d'absorption sous le gap des différents matériaux de manière à établir la longueur d'onde à partir de laquelle il est possible de récolter un signal non nul après un aller-retour de la sonde dans le substrat. Dans le cas du substrat de GaAs de $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur, la limite est située à environ 890 nm (soit $h\nu = 1.393 \text{ eV}$). A cette longueur d'onde, moins de 1 % de la lumière est transmise à travers $800 \mu\text{m}$ de GaAs. Dans le cas d'un substrat d'InP de même épaisseur, un pourcentage de transmission équivalent nécessite une longueur d'onde de sonde supérieure à 950 nm (soit $h\nu = 1.305 \text{ eV}$). On voit déjà par ces mesures les limites de la configuration verticale présentée précédemment car le fonctionnement du laser sans purge en régime impulsif est limité à 930 nm . L'utilisation du laser dans la gamme de transparence du substrat d'InP n'est donc pas facilement compatible avec la configuration de mesure verticale.

La configuration du dispositif de spectrométrie d'absorption présentée sur la figure 2.11.a permet également la mesure du spectre d'électroabsorption de couches semiconductrices. Pour cela une métallisation semi-transparente d'or épaisse de 10 nm est déposée sur chaque face de la couche semiconductrice et l'on réalise une mesure de transmission différentielle de la couche en appliquant une tension statique entre les deux électrodes. Ces mesures seront présentées dans le

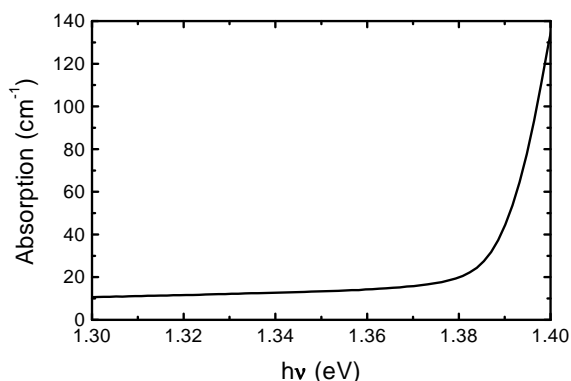


FIG. 2.12 – Mesure du spectre d'absorption sous le gap d'un substrat de GaAs SI "Freiberger".

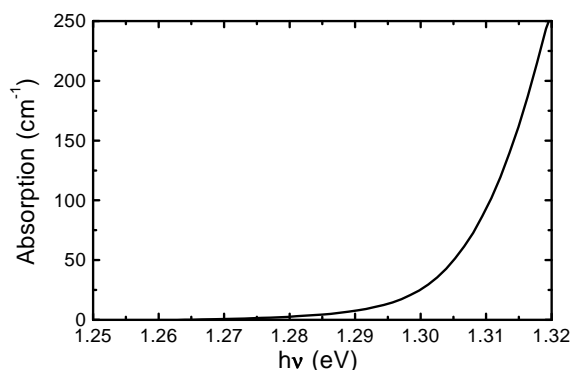


FIG. 2.13 – Mesure du spectre d'absorption sous le gap d'un substrat d'InP SI dopé Fer.

chapitre 3.

Enfin, une modification du dispositif permet d'établir le spectre de réflexion d'une couche semiconductrice très mince déposée sur un miroir d'or. Pour cela, l'échantillon est utilisé comme miroir (cf. figure 2.11.b) et l'on fait le rapport des spectres d'intensités collectées lorsque le spot de lumière blanche est focalisé sur l'or et lorsqu'il est focalisé sur la couche semiconductrice. Les résultats de ces mesures seront présentés et discutés dans le chapitre 4.

2.4 L'Arséniure de Gallium épitaxié à basse température

2.4.1 Introduction

L'isolation de composants intégrés sur un même substrat d'Arséniure de Gallium (GaAs) a nécessité la mise au point de substrats présentant des résistivités élevées (substrats semi-isolants). Initialement dopés au Chrome, les substrats d'épitaxie ont été remplacés, au milieu des années 80, par des substrats semi-isolants intrinsèques. Ces substrats sont tirés en lingot par une méthode Czochralski. Le caractère semi-isolant de ces matériaux est probablement dû à la compensation des accepteurs résiduels par une forte concentration de donneurs profonds. Dans le cas des matériaux Czochralski intrinsèques, le donneur profond est un défaut natif (EL2) correspondant probablement à l'antisite d'Arsenic (As_{Ga}). Sa concentration (10^{14} à 10^{16} cm^{-3}) est suffisante pour obtenir des résistivités de l'ordre de 10^6 à 10^8 $\Omega.cm$ mais l'inhomogénéité des propriétés électriques du substrat (due à l'inhomogénéité de la distribution des défauts EL2 et à la présence de dislocations) a entraîné la recherche de solutions épitaxiales pour l'isolation des composants.

Ainsi, en 1988, Smith *et al* [5] ont montré qu'une réduction de la température du substrat (200°C au lieu de 600°C habituellement) lors de la croissance par Epitaxie par Jets Moléculaires (EJM) de GaAs permettait d'obtenir un matériau qui, après recuit, était semi-isolant. Suite à cette découverte, un grand nombre d'études portant sur le GaAs épitaxié à basse température (GaAs BT) ont permis d'établir une dépendance importante des propriétés électriques du matériau en fonction des températures de croissance (généralement entre 200°C et 300°C) et de recuit (entre 400°C et 800°C) [6].

Kaminska *et al* [7, 8] ont établi que durant la croissance, l'arsenic est incorporé en excès (jusqu'à 1%) ce qui conduit à une concentration importante de défauts ponctuels. Ces imperfections du réseau cristallin sont majoritairement des atomes d'arsenic en site substitutionnel (As_{Ga}) ou des lacunes de Gallium (V_{Ga}) [10].

Un recuit thermique supérieur à 400°C a pour effet une migration et un regroupement de ces défauts ponctuels sous forme de précipités d'arsenic [9]. Comme pour le GaAs Czochralski, le caractère semi-isolant du GaAs BT est donc attribué à la concentration importante de défauts profonds [6]. En outre, ces défauts constituent des centres de recombinaison de type Shockley-Read-Hall (SHR) [11]. Cette densité importante de pièges confère au matériau un temps de vie ultra-bref des électrons dans la bande de conduction (de l'ordre ou inférieur à la picoseconde). L'ensemble de ses propriétés (temps de vie, résistivité) fait du GaAs BT un matériau très attractif pour la réalisation de photocommutateurs ultra-rapides [12]. Profitant des moyens d'épitaxie disponibles à l'IEMN, nous nous sommes naturellement tournés vers son utilisation pour générer les impulsions électriques de notre système d'échantillonnage.

2.4.2 Epitaxie et recuit des échantillons

L'épitaxie par jets moléculaires est une méthode de croissance de matériaux cristallins caractérisée par une vitesse de croissance relativement faible (de l'ordre de la monocouche atomique par seconde, soit 1 $\mu\text{m/h}$) mais aussi par un très bon contrôle de l'épaisseur, du dopage, de la composition des matériaux déposés et surtout de la qualité des interfaces.

Les couches semiconductrices présentées dans cette thèse ont été obtenues essentiellement par épitaxie par jets moléculaires à sources gazeuses (en anglais : Gas Source Molecular Beam Epitaxy ou GSMBE). Une description détaillée de cette technique est présentée par exemple dans l'ouvrage de M.B.Panish et H.Temkin [13]. D'autres couches ont été réalisées par épitaxie par jets moléculaires à sources solides (en anglais : Solid Source Molecular Beam Epitaxy ou SSMBE) mais comme nous le verrons par la suite la disponibilité d'une source de phosphore sur le bâti d'épitaxie à sources gazeuses permet de réaliser des couches à base d'InP ayant des propriétés physico-chimiques différentes des couches à base de GaAs. L'intérêt technologique de telles couches nous a conduit à utiliser préférentiellement le bâti à sources gazeuses. C'est donc celui-ci que nous décrivons dans la suite.

Description du bâti à sources gazeuses

Le bâti utilisé pour la quasi-totalité des échantillons de ce travail est le bâti d'EJM aux hydrures RIBER modèle G-MBE 32 de l'IEMN. Un schéma et une description détaillée du bâti sont présentés dans la thèse d'O.Schuler [14]. Comme nous le verrons un peu plus loin, le principal avantage de ce bâti est la disponibilité de trois sources d'éléments III (Ga, Al, In), de deux cellules de dopage (Si, Be) et surtout de deux sources d'éléments V (As, P).

Conditions de croissance du GaAs BT

Lors d'une croissance dans un bâti d'épitaxie, le substrat est maintenu à la température désirée par l'intermédiaire du four de croissance (chauffage par rayonnement). La température du four correspond à la valeur mesurée par un thermocouple en contact avec le four mais ce n'est pas une mesure directe de la température de surface de l'échantillon. Or, celle-ci a une influence critique sur les propriétés du matériau épitaxié. De plus, l'écart de température entre le thermocouple et la surface épitaxiée n'est pas constant puisqu'il dépend du support d'échantillon

Nom de la structure	Description	Utilisations
Classique	1 μm GaAs BT	Lignes planaires
Report GaAs BT	100 nm $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ + 2 μm GaAs BT	Réalisations de membranes, Reports de couches épitaxiales pour la génération
Report AlGaAs BT	100 nm $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ + 2 μm $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$ BT	Reports de couches épitaxiales pour la détection

FIG. 2.14 – Tableau des différentes structures épitaxiales réalisées et leurs différentes applications

et de l'état de la face arrière du substrat (dépoli). La température du thermocouple ne nous donne donc qu'une valeur indicative et ne permet qu'un contrôle à environ 30°C près de la surface de l'échantillon épitaxié. La température de surface lors de la croissance est généralement mesurée plus précisément à l'aide d'un pyromètre infra-rouge. Or, ce type d'instrument mesurant le rayonnement du corps noir émis par le substrat ne fonctionne plus pour des températures de croissance inférieures à 400°C . Une difficulté majeure concernant la croissance de GaAs BT (et concernant en particulier la reproductibilité de l'épitaxie) est donc l'évaluation de la température de surface du substrat.

Le diagnostic sur la qualité des couches de GaAs épitaxiées à basse température se fait par une technique de mesure ex-situ (donc après l'épitaxie) et le paramètre physique nous permettant une comparaison des différentes couches est le décalage du paramètre de maille entre le substrat et le matériau épitaxié. La concentration en antisites dans le GaAs BT est en effet directement liée à la contrainte par la relation empirique [10] :

$$\Delta a/a_0 = 1.24 * 10^{-23} \cdot [As_{Ga}] \quad (2.3)$$

où $[As_{Ga}]$ est la concentration d'atomes d'arsenic en site substitutionnel exprimée en cm^{-3} et $\Delta a/a_0$ est la variation relative de paramètre de maille entre le substrat et la couche épitaxiée. Pour déterminer la variation de paramètre de maille des couches, la technique employée est la double diffraction de rayons X (DDX) [13]. Par comparaison de nos résultats de DDX avec ceux de la littérature, nous avons estimé que la température de surface des échantillons lors de l'épitaxie était située entre 200 et 240°C pour une température thermocouple variant entre 160°C et 200°C .

Dans ces conditions, différentes couches ont été épitaxiées sur substrat GaAs SI pour la réalisation des dispositifs présentés dans ce travail de thèse. Le tableau 2.14 récapitule ces différentes structures et leurs utilisations. Comme le montre ce tableau, le bâti de l'IEMN nous a permis d'introduire une fine couche de GaInP (accordée en maille sur GaAs) entre le substrat et la couche épitaxiées à basse température. Cette couche sera utile pour la réalisation de membrane ou pour le report de couches épitaxiales. La couche de GaInP est composée d'environ 49% d'Indium et sa température de croissance est de 460°C environ. Le très bon contrôle de la composition des alliages ternaires obtenus par épitaxie par jets moléculaires nous a également permis d'ajuster l'énergie de bande interdite d'une couche d'AlGaAs BT à une énergie légèrement supérieure à celle de GaAs. Cette couche composée de 8 % d'Aluminium présente un gap situé à environ 1.55 eV (800 nm). Nous verrons l'intérêt d'une telle couche dans le chapitre 4.

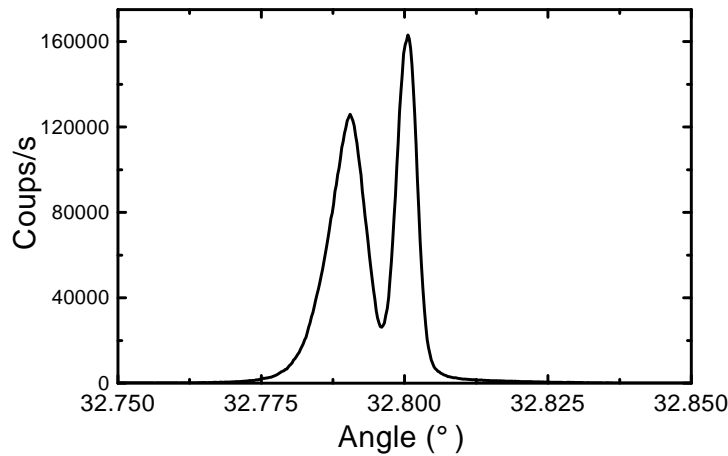


FIG. 2.15 – Spectre de double diffraction X de l'échantillon G011202 autour de la direction (004)

Conditions de recuit thermique

Après épitaxie, les échantillons subissent un recuit ex-situ sous flux d'argon hydrogéné dans un four de recuit rapide JIPELEC. Ce recuit a pour effet un regroupement des défauts cristallins sous forme de précipités d'arsenic et une augmentation de la résistivité et de la qualité cristalline du matériau. On assiste en effet à une relaxation des contraintes dans la couche de GaAs BT pour une température de recuit suffisamment haute. Une optimisation de la température et de la durée du recuit a été effectuée par un compromis entre le temps de vie des porteurs photogénérés et la résistivité du matériau. C'est d'ailleurs cette seconde propriété que nous avons privilégié pour la réalisation des mesures électro-optiques.

Le recuit donnant le meilleur compromis est constitué de trois étapes :

- une rampe de température pour passer de 20 à 580°C en 30s,
- un plateau de 40 s à 580°C,
- une rampe de refroidissement.

Plusieurs études détaillées des propriétés structurales, électriques ou de temps de vie du GaAs BT ont été réalisées ces dix dernières années [6, 7, 9, 11]. Dans la suite de cette partie, nous ne présenterons donc que les caractéristiques des couches épitaxiées à l'IEMN et en particulier celles qui nous permettront l'interprétation des mesures électro-optiques qui seront exposées dans le chapitre suivant. Les articles précédemment cités offrent un panorama plus complet des propriétés physiques du GaAs épitaxié à basse température.

2.4.3 Caractérisation des couches épitaxiées

Propriétés structurales

La figure 2.15 représente le spectre tiré d'une mesure de diffraction de rayons X sur l'échantillon G011202, dont la structure épitaxiale est de type "Report GaAs BT" (cf. figure 2.14). La courbe montre deux maxima correspondant aux pics de diffraction du substrat de GaAs et de la couche de GaAs BT. Le pic le plus fin correspond à la diffraction des plans atomiques

du substrat, le second, plus large et décalé vers les angles plus faibles, correspond au pic de diffraction de la couche de GaAs BT. Ce décalage vers les petits angles de diffraction traduit une distance entre plans atomiques (001) plus grande dans la couche de GaAs BT que dans le substrat. La couche de GaAs BT est donc contrainte en compression sur le substrat de GaAs. L'écart angulaire entre les pics permet d'établir un désaccord de maille relatif de $2.75 * 10^{-4}$ entre la couche de GaAs BT relaxée et le substrat.

A partir de la relation 2.3, on peut estimer la densité d'antisites As_{Ga} dans le matériau à $2 * 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. L'ensemble des couches épitaxiées à la même température thermocouple (170°C) a un désaccord relatif de maille par rapport au substrat variant de $2.5 * 10^{-4}$ à $4.5 * 10^{-4}$ ce qui correspond à une densité de défauts allant de $2 * 10^{19}$ à $3.6 * 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Un recuit à une température suffisamment haute à pour effet un relaxation de la contrainte de la couche de GaAs BT : une nouvelle mesure de DRX conduit en général à une superposition des deux pics de diffraction.

En réalité, nous avons observé sur certaines couches un décalage du pic de diffraction de la couche de GaAs BT après recuit vers un angle de diffraction plus grand que celui dû au substrat. Cet écart qui traduit une contrainte résiduelle extensive après recuit est attribuée à l'incorporation dans la couche de GaAs BT d'atomes résiduels de phosphore présents dans le bâti. Une correction des mesures de désaccord de maille est alors nécessaire. La véritable différence angulaire à prendre en compte si l'on veut pouvoir appliquer la formule 2.3 est donnée par la différence des positions angulaires du pic de diffraction dû à la couche de GaAs BT avant et après recuit.

Propriétés électriques du matériau

Le modèle de compensation et la conduction par saut

Comme nous l'avons dit dans l'introduction, plusieurs études ont établi le caractère semi-isolant du GaAs BT recuit. Un modèle développé par Look *et al* [6] et basé sur la compensation des accepteurs résiduels par une grande densité de défauts profonds permet d'expliquer de manière satisfaisante la résistivité du matériau recuit (jusqu'à $10^7 \Omega \cdot \text{cm}$). Cependant, les couches épitaxiées à basse température et non recuites, qui ont pourtant une densité de défauts profonds plus importante, présentent une résistivité beaucoup plus faible. Une explication est proposée par Look *et al*. Lorsque la densité de défauts profonds est de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} , il apparaît, en plus de la conduction due aux électrons libres, une conduction parallèle par saut correspondant à une conduction des électrons sur une bande d'énergie correspondant aux donneurs profonds partiellement ionisés. La densité de défauts profonds est en effet tellement grande que la probabilité de passage d'un électron par effet tunnel d'un site donneur occupé à un site voisin vide est non-négligeable. Lorsque le matériau est recuit, la densité de défauts diminue (formation de précipités d'arsenic) et la possibilité de conduction par saut diminue fortement. La résistivité du matériau augmente alors.

Influence des précipités d'arsenic

Une autre théorie est avancée par Warren *et al* [15] pour expliquer les propriétés semi-isolantes du GaAs BT recuit. La formation de précipités d'arsenic métalliques lors du recuit entraîne la formation de barrières Schottky et de zones de déplétion autour de ces précipités. Ces zones de charges d'espace agissent comme des capacités localisées qui rendent le matériau isolant par endroit. La conduction électrique se fait alors par percolation des électrons entre ces zones isolantes, ce qui expliquerait l'augmentation de résistivité du matériau avec le recuit [11]. Cependant, cette théorie ne permet pas d'expliquer seule la résistivité du matériau non-recuit.

Ces deux théories sont en fait complémentaires. La première (compensation et conduction par saut) décrit assez bien le mécanisme de conduction électrique en continu dans le GaAs BT. La deuxième permet d'introduire la dépendance en fréquence de la conductivité du matériau [11].

Mobilité des porteurs

Généralement, plus le temps de vie des porteurs d'un matériau est faible, plus leur mobilité est réduite. C'est le cas par exemple des matériaux implantés (GaAs, Si, InP) dont la mobilité chute à une dizaine de $\text{cm}^2/\text{V.s}$ ou du CdTe polycristallin ($\mu \simeq 50 \text{ cm}^2/\text{V.s}$). Le GaAs BT, et c'est ce qui le rend très intéressant, présente une assez bonne mobilité des électrons photogénérés ($\simeq 1000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ après recuit). Il est cependant assez difficile de mesurer la mobilité des porteurs dans un tel matériau étant donné sa résistivité et le temps de vie des porteurs. De plus, et dans le cas de porteurs photogénérés, il faut tenir compte de la longueur d'onde excitatrice. Des mesures de mobilité par effet Hall dans le GaAs BT non-recuit traduisent essentiellement la conduction par saut ; elles sont impossibles dans le cas d'un matériau recuit car sa résistivité est trop importante. Une méthode indirecte élégante est l'évaluation des propriétés d'absorption de la couche épitaxiée aux longueurs d'onde THz. De telles mesures réalisées par Beard *et al* sur GaAs BT recuit ont permis d'établir une mobilité égale à environ $3000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ lorsque les porteurs sont générés par une impulsion optique de longueur d'onde 800 nm (1,55 eV). Ils ont également montré que pour une longueur d'onde excitatrice très inférieure (400 nm soit 3,1 eV), la mobilité était fortement réduite mais qu'elle évoluait vers des valeurs plus élevées lors de la première picoseconde suivant l'excitation. Cette dynamique est liée au transfert intervallée et à la relaxation des porteurs comme nous le verrons dans le chapitre 3.

Temps de vie des porteurs

Comme l'ont montré un certain nombre d'études ces dix dernières années [12, 16], l'une des propriétés remarquables du GaAs BT est un temps de vie des électrons en bande de conduction de l'ordre ou inférieur à la picoseconde (alors qu'il est de plusieurs nanosecondes pour du GaAs épitaxié dans des conditions standards). Une technique expérimentale spécifique est nécessaire pour la mesure d'un phénomène aussi rapide : la photoréfectance résolue temporellement. Après une brève description des principes théoriques sur lesquels est basée cette mesure, nous présenterons les résultats obtenus sur nos épitaxies.

Photorefectance résolue temporellement : principes théoriques

Une méthode optique est utilisée pour évaluer le temps de vie des électrons en bande de conduction dans le GaAs BT. Elle consiste à mesurer la variation de réflexion (ou de transmission) d'un faisceau laser (dit de "sonde") sur la surface (ou à travers) une couche semiconductrice dont l'indice est préalablement perturbé par un autre faisceau laser (dit de "pompe"). En effet, l'absorption d'une grande quantité de photons entraîne une augmentation importante de la densité d'électrons en bande de conduction et de trous en bande de valence. D'après le principe d'exclusion de Pauli, cette occupation des états en bande de conduction entraîne une diminution de la probabilité d'absorption des photons (saturation d'absorption) et donc une modification de l'indice optique du semiconducteur. Cette variation de l'indice optique complexe se traduit naturellement par à la fois une variation du coefficient de réflexion de la surface illuminée (plus sensible à une variation de partie réelle de l'indice optique du semiconducteur) mais aussi par

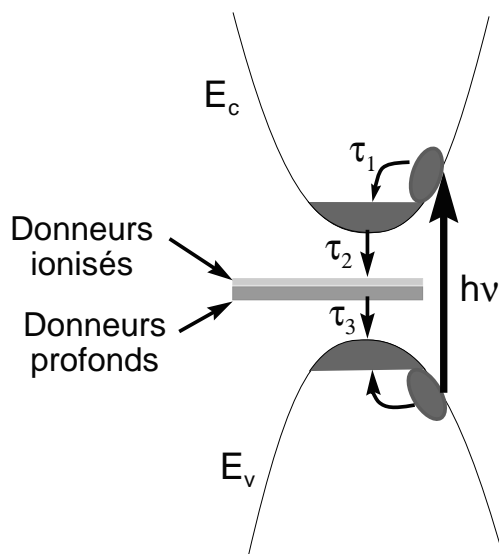


FIG. 2.16 – Principe d'une expérience de photoréflectance

une variation du coefficient d'extinction du matériau (variation de la partie imaginaire de l'indice optique du semiconducteur).

Cette mesure dite de photoréflectance (ou phototransmittance) est résolue temporellement grâce à l'utilisation d'une source laser impulsionnelle ultra-rapide. L'évolution au cours du temps du coefficient de réflexion (ou de transmission) de la surface illuminée est obtenue par une variation du délai entre impulsions laser de pompe et impulsions laser de sonde.

Dans le cas du GaAs, la densité d'états de la bande de valence nettement supérieure à celle de la bande de conduction pourrait nous amener à penser que l'influence des trous est négligeable sur la saturation d'absorption lorsque l'énergie des photons incidents est supérieure au gap. En réalité, plusieurs résultats ont montré que l'influence des trous ne pouvait être négligée en particulier sur les mesures de photoréflectance du GaAs BT [18].

Mesure “pompe-sonde” et GaAs BT

Le processus de saturation d'absorption intervenant lors d'une mesure de photoréflectance (ou phototransmittance) résolue temporellement sur une couche épitaxiale de GaAs BT est présenté sur la figure 2.16. Ce diagramme de bande montre les étapes succédant à l'absorption d'une impulsion laser d'énergie photonique supérieure à l'énergie de bande interdite. La première étape est une thermalisation des électrons photogénérés. Sa durée τ_1 dépend de l'excédent énergétique des électrons et donc de la longueur d'onde excitatrice. La seconde étape de durée τ_2 correspond au temps de piègeage des électrons par les centres de recombinaison de type Shockley-Read-Hall, les électrons piégés rendant neutres les donneurs profonds. Enfin, la dernière étape (durée τ_3) traduit le vidage du piège et la recombinaison d'une paire électron-trou.

Etant donnée la complexité du processus, on comprend que les résultats obtenus dépendent fortement des conditions expérimentales et en particulier des longueurs d'onde de pompe et de sonde.

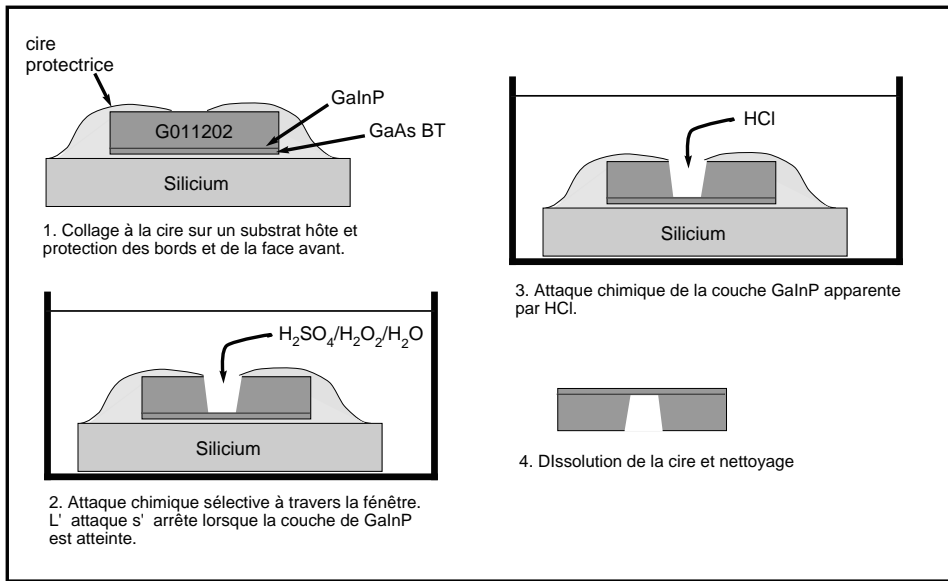


FIG. 2.17 – Les différentes étapes de la réalisation d’une membrane de GaAs BT

Réalisations des échantillons

Les mesures de phototransmittance sont plus simples à interpréter que les mesures de photorélectance car elles reflètent essentiellement la saturation d’absorption et donc le temps de vie des électrons en bande de conduction. Nous avons donc opté pour ce type de mesure. Afin de s’affranchir des effets du substrat de GaAs SI, nous avons réalisé des membranes auto-suspendues de GaAs BT à partir d’échantillons possédant une structure épitaxiale de type “Report GaAs BT” (cf. tableau 2.14). Ces échantillons sont constitués d’une couche de $2 \mu\text{m}$ de GaAs BT séparée du substrat par une couche de 100 nm de GaInP. Cette fine épaisseur de matériau phosphoré présente une excellente sélectivité de gravure chimique par rapport au GaAs BT. Les différentes étapes de la réalisation de membranes sont décrites dans la figure 2.17. Dans un premier temps, l’échantillon est collé par la face avant à l’aide de cire fondue sur un substrat hôte (du silicium en l’occurrence). La cire protège les bords et la face arrière du substrat, seule une fenêtre de l’ordre de 1 mm^2 n’est volontairement pas recouverte. Cette fenêtre définit la taille de la future membrane. Après solidification de la cire, le support de silicium et l’échantillon sont plongés dans une solution acide oxydante $H_2SO_4/H_2O_2/H_2O$ dans les proportions 1/8/1. Cette solution attaque le GaAs à une vitesse de $10 \mu\text{m}/\text{min}$ alors que la vitesse de gravure du GaInP est négligeable. Après environ 50 minutes de gravure, on remarque ainsi l’apparition d’une face polie au fond de la fenêtre de gravure, il s’agit de l’interface entre le substrat de GaAs et la couche de GaInP. Après rinçage, l’échantillon et son support sont trempés dans une solution d’acide chlorhydrique pendant 20 s ce qui permet la gravure du GaInP apparent. Après un nouveau rinçage, la cire est dissoute et l’échantillon décollé de son support. La couche épitaxiale de GaAs BT est alors suspendue et attachée au substrat par les zones non-gravées. Les figures 2.18 et 2.19 montrent les photographies d’une membrane. On peut y remarquer une petite déformation due à une légère contrainte résiduelle de la couche de GaAs BT après recuit qui s’est relaxée au retrait du substrat.

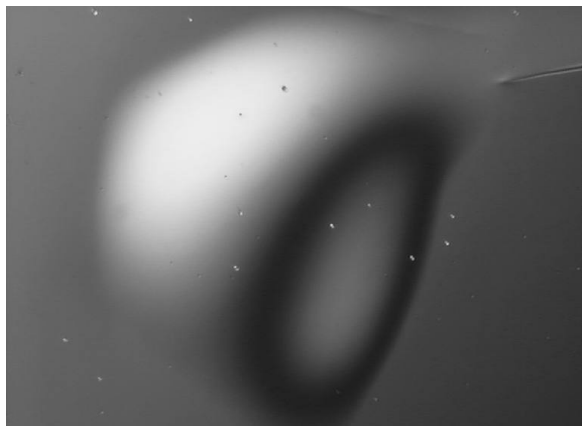


FIG. 2.18 – Photographie de la face avant d'une membrane de GaAs BT (microscope optique en lumière polarisée)

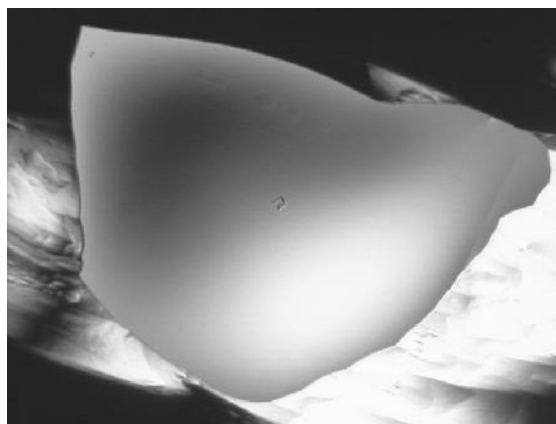


FIG. 2.19 – Photographie de la face arrière d'une membrane de GaAs BT (microscope optique en lumière polarisée)

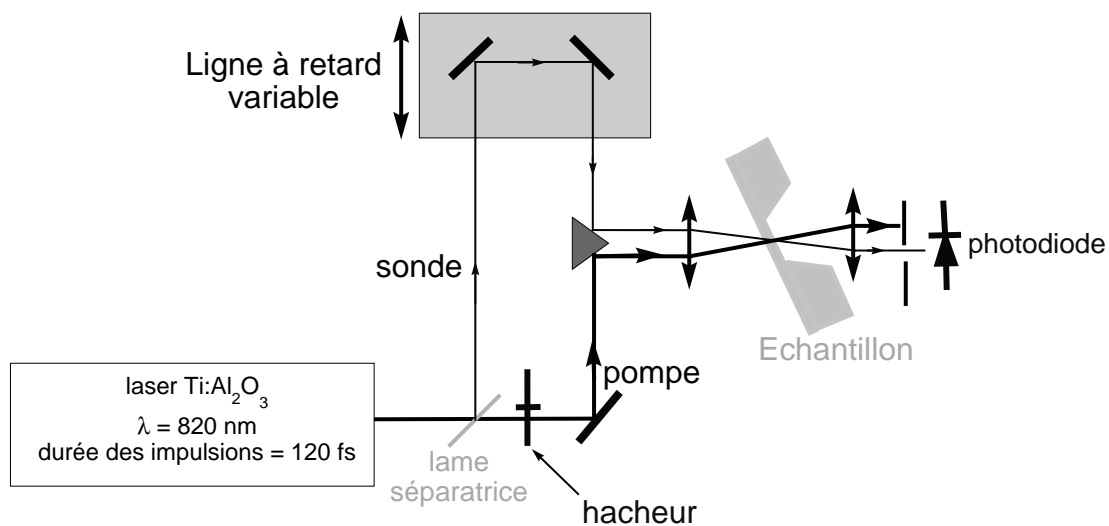


FIG. 2.20 – Schéma du dispositif expérimental de mesure par phototransmittance résolue temporellement

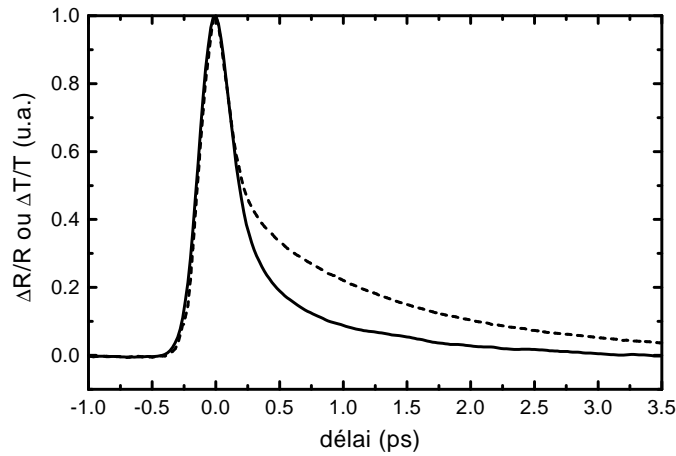


FIG. 2.21 – Mesure de temps de vie sur un échantillon de GaAs BT (G011202) recuit à 580°C. La courbe en trait plein représente une mesure de phototransmittance à travers une membrane de 2 μm . La courbe en pointillés correspond à une mesure de photoréfectance sur la même épitaxie, à la même longueur d'onde (820 nm) mais non-autosuspendue.

Dispositif et résultats expérimentaux

La figure 2.20 représente le dispositif expérimental de phototransmittance mis en place pour mesurer le temps de vie de porteurs photogénérés dans une membrane de GaAs BT. Quelques petites modifications par rapport au dispositif vertical présenté précédemment ont été apportées. Les faisceaux sont focalisés sur la membrane à l'aide d'une lentille convergente et les faisceaux de pompe et de sonde ne sont plus colinéaires. Pour la mesure de phototransmittance, on collecte le faisceau de sonde traversant l'échantillon sur une photodiode en éliminant la partie transmise du faisceau de pompe à l'aide d'un diaphragme. Dans le cas d'une mesure de photoréfectance, c'est l'intensité de sonde réfléchiée par l'échantillon qui est collectée sur la photodiode. Pour cela, l'échantillon est légèrement incliné et on collecte la sonde réfléchiée à l'aide d'une deuxième lentille et une deuxième photodiode (non représentées sur la figure 2.20).

Les résultats de ces mesures sont présentés sur la figure 2.21. Les conditions expérimentales sont une longueur d'onde de 820 nm et des puissances optiques de pompe et de sonde respectivement de 6.5 mW et 200 μW . Les deux courbes de la figure 2.21 correspondent à une mesure de phototransmittance à travers une membrane de 2 μm de GaAs BT et une mesure de photoréfectance sur le même échantillon à un endroit où le substrat n'a pas été gravé. On remarque un temps de réponse du matériau extrêmement rapide dans les deux cas (< 500 fs en $1/e$). La mesure effectuée en transmission nous permet d'extraire les trois constantes de temps présentées sur la figure 2.16 en modélisant le signal mesuré par une somme de trois signaux exponentiellement décroissants [19, 20]. Ces constantes de temps proviennent successivement de la relaxation des porteurs photogénérés ($\tau_1 = 100$ fs), du piègeage des porteurs par les défauts profonds ($\tau_2 = 450$ fs) et enfin du vidage des pièges et de la recombinaison des paires électrons-trous ($\tau_3 = 1$ ps). En ce qui concerne la mesure de photoréfectance, on observe une composante plus lente suivant une première décroissance rapide similaire à la mesure effectuée en transmission. Cet effet peut être attribué à la présence du substrat étant donnée que la totalité du faisceau de pompe n'est pas absorbée dans la couche de GaAs BT. La contribution différente des parties

réelles et imaginaires de l’indice optique du semiconducteur dans les mesures de photoréfectance ou de phototransmittance peut également expliquer la différence constatée.

2.4.4 Conclusion

Même s’il est relativement difficile de contrôler précisément les conditions de croissance du GaAs BT, les propriétés que présentent ce matériau sont très attractives pour la réalisation de photocommutateurs ultra-rapides. Il allie en effet une excellente résistivité d’obscurité après recuit, une relativement bonne mobilité et un temps de vie extrêmement court des porteurs photogénérés. Nous verrons dans le chapitre suivant comment ce matériau nous a permis de générer des impulsions électriques subpicosecondes sur des lignes de propagation “tests” dont la technologie est exposée dans la paragraphe suivant.

2.5 La technologie des “lignes-tests”

Parmi les règles à respecter, une mesure impulsionnelle tout-optique (sans pointes hyperfréquences) impose l’intégration du composant au sein d’une ligne de transmission. En effet, si l’on veut pouvoir distinguer temporellement l’impulsion incidente du signal réfléchi par le composant sous test, la longueur des lignes d’accès au composant doit être de plusieurs centaines de μm voire plusieurs millimètres. C’est de plus la longueur des lignes d’accès au composant qui fixe la largeur de la plage temporelle observable et donc la résolution fréquentielle de la mesure. Les premiers dispositifs étudiés ont été naturellement des lignes de plusieurs millimètres pouvant supporter la propagation d’impulsions électriques picosecondes. Ces lignes ont été déposées sur différents substrats (GaAs, InP, verre et quartz). Nous présentons ici les étapes technologiques nécessaires à leur réalisation et leur utilisation.

2.5.1 Réalisation des lignes planaires

Définition des motifs par lithographie optique

L’ensemble des dispositifs planaires a été réalisé par lithographie optique en une seule étape de masquage. Etant donnée la longueur des lignes étudiées, le masque optique est constitué d’un unique champ recouvrant la totalité d’un demi substrat de 2 pouces de diamètre. Les premières lignes étudiées ont été fabriquées à l’aide du masque conçu par F.Buisine [21] pour la réalisation d’antennes THz large bande. Elles sont constituées de deux rubans larges de $10\ \mu\text{m}$ et séparés de 25 ou $80\ \mu\text{m}$. La longueur des lignes varie de 5 mm pour les plus courtes à 20 mm pour les plus longues. Certaines des lignes présentent un resserrement en leur milieu. Cette petite discontinuité de largeur des rubans constitue une antenne dipôle qui peut être utilisée pour la génération d’une impulsion THz dans l’air. D’autre part, chaque ruban présente un élargissement de $200 \times 200\ \mu\text{m}$ à l’une de ses extrémités de manière à pouvoir être contacté électriquement grâce à un fil d’or soudé par ultra-sons.

Nous avons par la suite conçu un deuxième masque de lignes basé sur le précédent mais présentant une plus grande variété quant aux dimensions des lignes. Ce deuxième masque a également été l’occasion d’intégrer au sein des lignes quelques dispositifs passifs comme des filtres ou des capacités planaires.

En ce qui concerne les lignes sur substrat de GaAs SI (épitaxié ou non) ou d’InP SI, elles sont réalisées par un procédé de lithographie optique classique, un dépôt par évaporation sous vide

de 100 nm de titane et 400 nm d'or puis une étape de "lift-off".

En ce qui concerne les lignes sur verre ou quartz, une étape préalable supplémentaire est nécessaire puisque nous avons rencontré des problèmes d'adhérence de la résine lors de la lithographie. Cette étape consiste en un dépôt par PECVD²⁷ d'une très fine couche de nitrure de silicium Si_3N_4 (environ 10 nm) afin d'améliorer l'adhérence. Une fois ce dépôt réalisé, les autres étapes sont identiques.

Polissage de la face arrière des échantillons

La face arrière des substrats d'épithaxie est généralement dépolie. Ce dépoli permet notamment une meilleure efficacité de transfert énergétique lors du chauffage du substrat par rayonnement infrarouge lors d'une croissance. La configuration verticale du dispositif d'échantillonnage présenté précédemment est basée sur une mesure des propriétés du substrat et la sonde traverse la face arrière de l'échantillon. Pour éviter une perte d'intensité de la sonde due à sa diffusion par le dépoli de la face arrière de l'échantillon, celle-ci est polie.

Les échantillons constitués d'un substrat semiconducteur (GaAs ou InP) subissent donc après métallisation un nouveau résinage destiné à protéger la face avant pendant le polissage de la face arrière.

Le polissage est effectué à l'aide de la machine à roder et à polir PM5 Autolap de chez Logitech. Un schéma détaillé du dispositif est proposé par exemple dans la thèse de F.Podevin [22]. Nous nous contenterons d'en décrire brièvement le fonctionnement.

La face avant de l'échantillon est dans un premier temps collée à la cire sur un support de verre dont le défaut de planéité est inférieur au micron. Le matériau à polir est monté sur un porte-échantillon librement guidé par une fourche à galets. Le système de porte échantillon exerce une pression uniforme sur l'ensemble de la surface de l'échantillon à polir qui repose directement sur un plateau feutré. Le polissage consiste en une usure mécano-chimique du matériau par rotation du plateau alimenté par une solution abrasive. Elle consiste en une solution d'hypochlorite de sodium contenant des micro-grains d'alumine en suspension ($0.5 \mu\text{m}$ de diamètre). Les paramètres de réglage (vitesse de rotation du plateau, pression...) permettent d'obtenir une surface polie de qualité optique présentant une rugosité de 20 nm environ. Cette étape de polissage entraîne également une diminution plus ou moins importante de l'épaisseur du substrat. Épais d'environ $450 \mu\text{m}$ avant polissage, les substrats sont en général amincis à une épaisseur inférieure à $400 \mu\text{m}$ à la fin du processus. Les paramètres de polissage utilisés sont les suivants :

1. une pression de 0.2 kg/cm^2
2. vitesse de rotation du plateau : 60 tours/min.
3. durée : 10 à 15 minutes.

Comme nous le verrons par la suite (cf. réalisation des lignes microrubans), cette machine peut également être utilisée en mode amincissement après un changement du plateau, de la solution abrasive et des paramètres de réglages. Elle permet alors d'amincir plus rapidement un substrat jusqu'à des épaisseurs d'environ $15 \mu\text{m}$.

Dépôt d'une couche anti-reflet sur la face arrière des échantillons

Après polissage de leur face arrière, les échantillons sont prêts pour la mesure. Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, l'ajout d'une couche anti-reflet pour la longueur d'onde incidente sur la face arrière des échantillons améliore fortement le rapport signal/bruit

²⁷Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition

	Couche anti-reflet sur GaAs	Couche anti-reflet sur InP
Indice de la couche diélectrique	1.87	1.78
SiH_4 (3% dans N_2) en sccm	600	600
NH_3 en sccm	20	20
N_2O en sccm	15	15
Puissance en Watt	20	20
Pression en Torr	1	1
Température en °C	300	300
Temps de dépôt en s	288	250
Épaisseur visée en nm	120	129

FIG. 2.22 – Paramètres PECVD utilisés pour le dépôt d’une couche anti-reflet sur GaAs (900 nm) et InP (940 nm)

des mesures d’échantillonnage électro-optique. Cette couche anti-reflet est réalisée par le dépôt en PECVD d’une couche diélectrique d’oxynitride (SiO_xN_y). Les paramètres de cette couche (indice, épaisseur) sont déterminés de manière à obtenir un phénomène d’interférences destructives entre les réflexions sur la couche diélectrique et les réflexions sur le semiconducteur. Cette condition est vérifiée lorsque ces réflexions sont en opposition de phase et d’égales amplitudes. Pour cela, il suffit d’avoir une épaisseur de couche diélectrique égale à un multiple impair de $e = \lambda_{diel.}/4$ pour assurer l’opposition de phase et un indice $n_{diel.} = \sqrt{n_{air}n_{substrat}}$ pour avoir l’égalité en amplitude des réflexions. Dans le cas d’une couche anti-reflet à 900 nm sur un substrat de GaAs, nous obtenons donc $n_{diel.} = \sqrt{3.515} = 1.87$ et $e = 120$ nm. Pour obtenir un tel matériau diélectrique par PECVD, les paramètres de dépôt sont résumés dans le tableau 2.22. Nous avons également indiqué dans ce tableau les paramètres de dépôt pour l’obtention d’une couche anti-reflet à 940 nm sur InP. Etant donnée la proximité des indices des deux matériaux et l’incertitude sur l’indice du matériau déposé, nous avons utilisé les mêmes paramètres. Seule l’épaisseur est corrigée pour tenir compte de la différence de longueur d’onde. Ces longueurs d’onde ont été choisies car elles correspondent à une énergie photonique légèrement inférieure à l’énergie de bande interdite des matériaux. Nous verrons dans le chapitre suivant que cette condition est nécessaire pour la mesure du champ électrique se propageant sur la ligne par la méthode d’échantillonnage électro-optique que nous avons mise au point.

L’un des problèmes liés au dépôt d’une couche anti-reflet sur la face arrière des échantillons est la protection des lignes métalliques de la face avant de l’échantillon lors du dépôt. En effet, la résine utilisée comme protection lors du polissage ne peut être utilisée pendant le dépôt en PECVD car elle ne peut résister à la température de dépôt (300°C). Les motifs métalliques de la face avant de l’échantillon sont donc directement en contact avec l’électrode de la chambre de dépôt. Etant donnée la longueur des motifs métalliques, des rayures apparaissent irrémédiablement sur certaines lignes lors de la manipulation de l’échantillon et des coupures de ruban peuvent apparaître. Une solution consiste à effectuer le polissage et le dépôt de couche anti-reflet de la face arrière de l’échantillon avant l’étape de lithographie.

Découpe et montage des lignes

Afin de pouvoir positionner l’échantillon verticalement sur le dispositif expérimental (pour accéder à chaque face), celui-ci est collé sur un support en circuit imprimé présentant une ouverture de 4 cm² environ. Les lignes sont contactées aux pistes du circuit imprimé par micro-

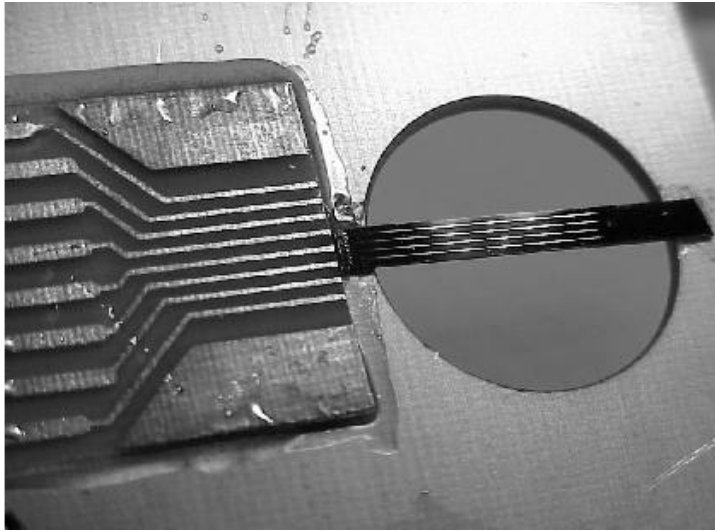


FIG. 2.23 – Photographie d'un échantillon (4 lignes sur GaAs) monté sur circuit imprimé

soudure aux ultra-sons de fils d'or. Etant donné le rapport de dimensions entre les pistes du circuit imprimé et l'écart entre les rubans, seul un nombre limité (4 en général) de paires de rubans peut être connecté. L'échantillon est donc découpé de manière à pouvoir connecter 4 lignes par circuit imprimé. Une photographie de ce montage est présentée sur la figure 2.23.

2.5.2 Réalisation des lignes microruban sur GaAs aminci

Les lignes microrubans réalisées sont constituées d'un plan de masse, d'une couche de $15\ \mu\text{m}$ de GaAs semi-isolant et de rubans d'or larges de $10\ \mu\text{m}$. Le tout est collé grâce à un polymère appelé BCB²⁸ sur un substrat de verre qui constitue un support mécanique rigide. Des fentes métalliques semi-transparentes et perpendiculaires aux rubans sont réalisées dans le plan de masse afin de pouvoir sonder le champ électrique sous le ruban. La technique de collage utilisée s'inspire fortement de la méthode mise au point par S.Arcscott et E.Peytavit à l'IEMN [11, 19].

Les différentes étapes technologiques de la réalisation de cette ligne sont décrites sur la figure 2.24. L'étape la plus critique est celle de l'amincissement du substrat de GaAs. Sa difficulté est accrue par l'étape précédente de polymérisation du BCB à 250°C . En effet, le refroidissement et la différence d'expansion thermique entre le GaAs ($6.10^{-6}\ \text{K}^{-1}$) et le verre ($9.10^{-6}\ \text{K}^{-1}$) induisent une courbure importante de l'échantillon puisqu'on mesure une flèche de $50\ \mu\text{m}$ pour le collage d'un demi-substrat de 2 pouces de diamètre. L'amincissement du substrat de GaAs directement par voie mécanique est donc impossible. On réalise donc une première étape de gravure chimique du substrat pour que la courbure disparaisse. Une solution d'attaque $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ dans les proportions 1/8/1 permet d'amincir le substrat de GaAs à moins de 200 microns. Cette épaisseur est suffisante pour augmenter très rapidement le rayon de courbure des substrats. Le substrat de GaAs est enfin aminci mécaniquement à l'aide de la machine à roder Logitech PM5 (plateau de verre + grains d'alumine de $3\ \mu\text{m}$) puis par polissage mécano-chimique. L'épaisseur finale est comprise entre 14 et $16\ \mu\text{m}$.

Pour la connection électrique du plan de masse, une partie du GaAs est gravée entièrement. Comme pour les ligne planaires, l'échantillon est monté sur un circuit imprimé percé et des fils

²⁸Benzocyclobutène

d’or soudés aux ultra-sons permettent la connection des pistes du circuit imprimé aux lignes et au plan de masse de l’échantillon.

2.5.3 Conclusion

Les différents “échantillons-tests” dont la technologie vient d’être décrite vont permettre de mettre en place et de faire évoluer la méthode d’échantillonnage électro-optique. Nous verrons comment la géométrie de ces lignes sera exploitée dans le chapitre 3 puis la mesure de leurs caractéristiques de propagation dans le chapitre 5.

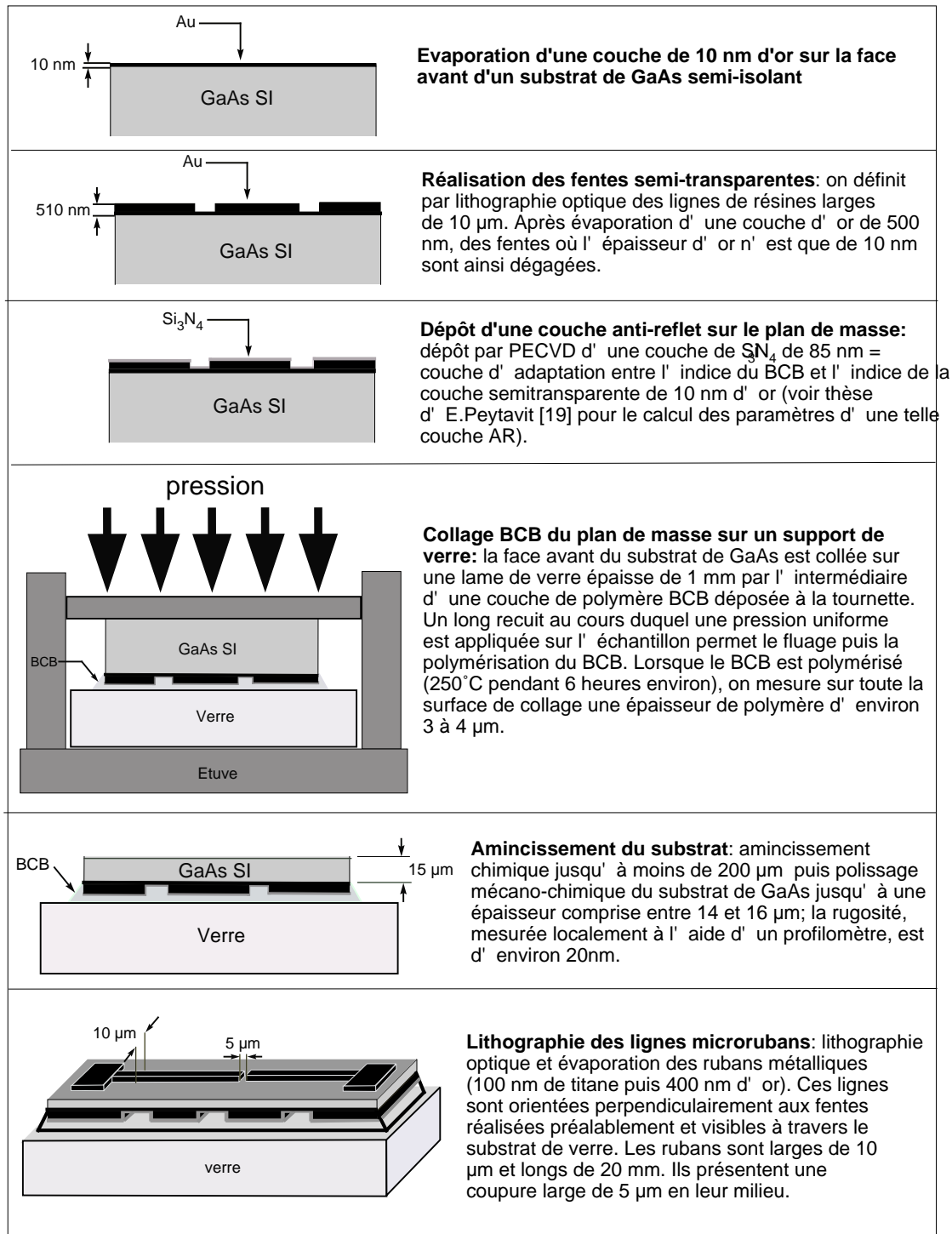


FIG. 2.24 – Etapes technologiques de la réalisation d'une ligne microruban sur GaAs aminci à 15 μm

Bibliographie

- [1] R.L.Fork, B.I.Green, and C.V.Shank, "Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking", *Appl. Phys Lett.* **38**, p. 671 (1981).
- [2] J.A.Valdmanis, R.L.Fork, and J.P.Gordon, "Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain", *Opt. Lett.* **10**, p. 131 (1985).
- [3] R.L.Fork, C.H.Brito Cruz, P.C.Becker, and C.V.Shank, "Compression of optical pulses to 6 femtoseconds by using cubic phase compensation", *Opt. Lett.* **12**, p. 483 (1987).
- [4] L.Sarger and J.Oberle, *Femtosecond laser pulses, principles and experiments*, Chap. 7, Springer (1998).
- [5] F.W.Smith, H.R.Calawa, C.L.Chen, M.J.Mantra et L.J.Mahoney, "New M.B.E. buffer used to eliminate backgating in GaAs MESFET", *IEEE Elect. Dev. Lett.* **9**, p. 77 (1988).
- [6] D.C.Look, D.C.Walters, M.O.Manaresh, J.R.Sizelove, CE.E.Stutz et K.R.Evans, "Anomalous Hall-effect results in low-temperature molecular-beam-epitaxial GaAs : Hopping in a dense EL2 like band", *Phys. Rev. B* **42**, p. 3578 (1990).
- [7] M.Kaminska, E.R.Weber, Z.L.Eber et R.Leon, "Stoichiometry-related defects in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures", *J. Vac. Sci. Technol. B* **7**, p. 710 (1989).
- [8] M.Kaminska, Z.Liliental-Weber, E.R.Weber, T.George, J.B.Kotright, F.W.Smith, B.-Y. Tsaur et A.R.Calawa, "Structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures", *Appl. Phys. Lett.* **54**, p. 1881 (1989).
- [9] M.R.Melloch, N.Otsuka, J.M.Woodall, A.C.Warren et J.L.Freeouf, "Formation of Arsenic precipitates in GaAs layers grown by molecular beam epitaxy at low substrate temperatures", *Appl. Phys. Lett.* **57**, p. 1531 (1990).
- [10] X.Liu, A.Prasad, J.Nishio, E.R.Weber, Z.Liliental-Weber et W.Walukiewicz, "Native point defects in low-temperature-grown GaAs", *Appl. Phys Lett.* **67**, p. 279 (1995).
- [11] M.Stellmacher, "Propriétés physiques des matériaux III-V à non stoechiométrie contrôlée", Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique, Oct. 1999.
- [12] S.Gupta, J.F.Whitaker et G.Mourou, "Ultrafast Carrier Dynamics in III-V Semiconductors grown by Molecular Beam Epitaxy at very low Substrate Temperatures", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **QE-28**, pp. 2464-2472 (1992).
- [13] M.B.Panish, H.Temkin, "Gas source molecular beam epitaxy", (Springer, Berlin, 1993).
- [14] O.Schuler, "Epitaxie par jets moléculaires à sources gazeuses des matériaux AlGaInP sur substrat GaAs pour applications hyperfréquences", Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Nov. 1998.

- [15] A.C.Warren, J.M.Woodall, J.L.Freeouf, D.Grischkowsky, M.R.Melloch et N.Otsuka, "Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layers grown by low-temperature molecular beam epitaxy", *Appl. Phys. Lett.* **57**, p. 1331 (1990).
- [16] E.S.Harmon, M.R.Melloch, J.M.Woodall, D.D.Nolte, N.Otsuka et C.L.Chang, "Carrier lifetime versus anneal in low temperature growth GaAs", *Appl. Phys. Lett.* **63**, p. 2248 (1993).
- [17] M.C.Beard, G.M.Turner, and C.A.Schuttenmaer, "Subpicosecond carrier dynamics in low-temperature grown GaAs as measured by time-resolved terahertz spectroscopy", *J. Appl. Phys.* **90**, p. 5915 (2001).
- [18] V.Ortiz, J.Nagle, A.Alexandrou, "Influence of the hole population on the transient reflectivity signal of annealed low-temperature-grown GaAs", *Appl. Phys. Lett.* **80**, p. 2505 (2002).
- [19] E.Peytavit, "Génération et propagation aux fréquences teraHertz", Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Oct. 1997.
- [20] J.-F.Roux, J.-L.Coutaz, and A.Krotkus, "Time-resolved reflectivity characterization of polycrystalline low-temperature-grown GaAs", *Appl. Phys. Lett.* **74**, p. 2462 (1999).
- [21] F.Buisine, "Antenne sous excitation laser femtoseconde", D.E.A. d'Electronique de l'Université des Sciences et Technologies de Lille 1, Juillet 1995.
- [22] F.Podevin, "Composants schottky à hétérostructures de semiconducteurs en technologie InP pour le mélange de fréquences à 560 GHz", Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Oct. 2001.
- [23] S.Arscott, P.Mounaix and D.Lippens, "Substrate transfer process for InP-based heterostructure barrier varactor devices", *J. Vac. Sci. Technol.* **B 18**, p. 50 (2000)

Chapitre 3

Démonstration de l'échantillonnage Franz-Keldysh ultra-rapide

Dans ce troisième chapitre, nous montrons qu'un effet d'électroabsorption présent dans les semiconducteurs III-V, l'Effet Franz-Keldysh, peut être utilisé pour l'échantillonnage électro-optique de signaux électriques subpicosecondes. Cette démonstration expérimentale réalisée en début de thèse a permis la mise en place d'un banc de mesure dont la bande passante peut s'étendre au-delà de 1 THz. Après une présentation de l'effet Franz-Keldysh et une discussion théorique et expérimentale sur les potentialités de cet effet, nous verrons comment les premières mesures électro-optiques picosecondes ont été obtenues sur des lignes planaires puis comment la technique de mesure peut être implémentée dans le cas d'une ligne microruban. Dans les deux cas, les mesures exploitent les propriétés optiques du substrat semiconducteur.

3.1 L'effet Franz-Keldysh : un effet d'électroabsorption ultra-rapide

3.1.1 Modèle théorique

Dans un semiconducteur parfait, la symétrie de translation du réseau cristallin est telle que la structure de bandes électronique du matériau est discontinue : le maximum de la bande de valence est séparée du minimum de la bande de conduction par une énergie appelée bande interdite. La transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction est possible par l'absorption d'un photon d'énergie supérieure à l'énergie de bande interdite du matériau. Cependant, l'application d'un champ électrique brise la symétrie de translation du cristal suivant la direction du champ. La fonction décrivant la densité d'états dans le matériau devient alors continue et la probabilité d'absorption d'un photon d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite du matériau devient non-nulle.

Ce sont Franz [1] et Keldysh[2] qui, en 1958, ont développé de manière indépendante la théorie des transitions optiques interbandes dans les semiconducteurs en présence d'un champ électrique \mathcal{E} quasi-statique. Ils ont introduit dans l'équation de Schrödinger un terme de perturbation traduisant l'effet du champ électrique sous la forme d'une contribution au Hamiltonien $H_{\mathcal{E}} = -e\mathcal{E}z$ qui, bien évidemment, n'est pas invariant suivant l'axe z . L'effet de $H_{\mathcal{E}}$ sur une paire électron-trou dépend de la séparation relative r entre l'électron et le trou [3]. L'équation d'état

est alors décrite par la relation :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla_r^2 - e\mathcal{E}z - E_r \right)\phi(r) = 0, \quad (3.1)$$

où e est la charge de l'électron, μ la masse réduite de la paire électron-trou et E_r l'énergie totale en coordonnées relatives. Cette équation peut être séparée en une équation (ne faisant pas intervenir le champ) décrivant les composantes suivant r perpendiculaires au champ \mathcal{E} , et une autre relation décrivant la composante suivant z :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{\partial^2}{\partial z^2} - e\mathcal{E}z - E_z \right)\phi(z) = 0. \quad (3.2)$$

La solution $\phi(z)$ de cette équation doit être multipliée par l'onde plane solution de la première équation :

$$\phi(x, y) = \frac{1}{\sqrt{N}}\exp[-i(k_x x + k_y y)], \quad (3.3)$$

où N est la constante de normalisation appropriée. L'énergie E_z doit être ajoutée à l'énergie cinétique dans le plan x, y pour obtenir l'équation :

$$E_r = E_0 + \frac{\hbar(k_x^2 + k_y^2)}{2\mu} + E_z. \quad (3.4)$$

L'équation 3.2 peut être écrite sous une forme plus simple :

$$\frac{\partial^2 \phi(\zeta)}{\partial \zeta^2} = \zeta \phi(\zeta) \quad (3.5)$$

en introduisant la variable réduite sans dimension :

$$\zeta = \frac{E_z}{\Theta} - z \left(2\frac{\mu e}{\hbar^2} \mathcal{E} \right)^{1/3}, \quad (3.6)$$

où Θ est appelée "énergie électrooptique". Θ est définie par la relation :

$$\Theta = \left(\frac{e^2 \mathcal{E}^2 \hbar^2}{2\mu} \right)^{1/3}. \quad (3.7)$$

Franz et Keldysh ont montré que les solutions de l'équation 3.5 sont les fonctions d'Airy :

$$Ai(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos\left(\frac{s^3}{3} + sx\right) ds \quad (3.8)$$

et

$$Bi(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \left(\exp\left(-\frac{s^3}{3} + sx\right) + \sin\left(\frac{s^3}{3} + sx\right) \right) ds. \quad (3.9)$$

Physiquement, cette description signifie que la fonction d'onde est non-nulle dans la bande interdite. La probabilité de présence est donc non-nulle également. Dans la bande de conduction, la fonction d'onde est également perturbée par rapport au cas sans champ électrique. En particulier, une transition optique pour un photon d'énergie inférieure à la bande interdite devient possible, l'effet Franz-Keldysh peut alors être vu comme un effet tunnel interbande assisté par un photon (cf. figure 3.1). Pour des photons d'énergie supérieure au gap, le champ électrique

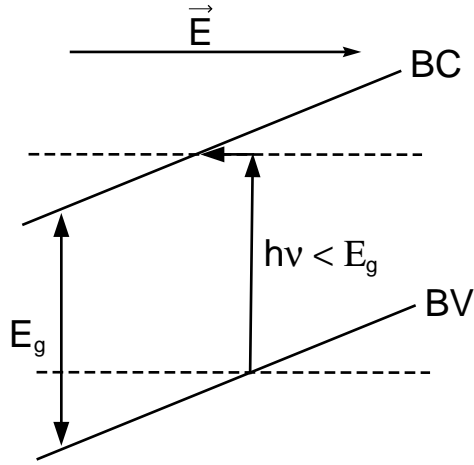


FIG. 3.1 – Effet tunnel interbande assisté par le champ électrique

peut induire soit une augmentation soit une diminution du coefficient d'absorption du matériau suivant l'énergie du photon donnant lieu à une oscillation sur le spectre d'absorption du matériau appelée "Oscillation Franz-Keldysh".

Les prévisions de Franz et Keldysh furent vérifiées par Boer, Hansche et Kummel [4] en 1959. Cet effet du champ électrique sur les propriétés optiques des semiconducteurs fût baptisé Effet Franz-Keldysh (EFK).

L'EFK ne se traduit pas seulement par une variation Δk du coefficient d'extinction optique du matériau (électroabsorption) mais aussi par une modification Δn de la partie réelle de son indice de réfraction (électroréfraction). Le changement de la constante diélectrique complexe du matériau ϵ induit par le champ électrique est évalué par Bennett et Soref [5] en appliquant l'approximation de la masse effective aux transitions à partir des bandes de valence des trous-lourds (de masse effective m_{hh}) et des trous-légers (de masse effective m_{lh}) vers la bande de conduction. La perturbation de la constante diélectrique induite par le champ électrique est alors donnée par les relations suivantes :

$$\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2 \quad (3.10)$$

$$\Delta\epsilon_1(\omega, \mathcal{E}) = \frac{B}{\omega^2} \left[\mu_{ehh}^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_{hh}} \right) \Theta_1^{1/2} G(x_1) + \mu_{elh}^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_{lh}} \right) \Theta_2^{1/2} G(x_2) \right] \quad (3.11)$$

$$\Delta\epsilon_2(\omega, \mathcal{E}) = \frac{B}{\omega^2} \left[\mu_{ehh}^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_{hh}} \right) \Theta_1^{1/2} F(x_1) + \mu_{elh}^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_{lh}} \right) \Theta_2^{1/2} F(x_2) \right] \quad (3.12)$$

où $F(x)$ et $G(x)$ sont appelées les fonctions électrooptiques respectivement du premier et second ordre. Elles sont définies par à partir des fonctions d'Airy et de leurs dérivées :

$$F(x) = \pi \left[|Ai'(x)|^2 - xAi^2(x) \right] - (-x)^{1/2} u(-x) \quad (3.13)$$

$$G(x) = \pi \left[Ai'(x)Bi'(x) - xAi(x)Bi(x) \right] - x^{1/2} u(x) \quad (3.14)$$

B est une constante dépendant des paramètres du matériau, des éléments de matrice entre les parties périodiques des états de Bloch en bords de bande, et de constantes fondamentales.

Θ_i est l'énergie électrooptique, fonction de la masse effective réduite des électrons et des trous lourds ou légers, μ_{ehh} ou μ_{elh} , et du champ électrique \mathcal{E} :

$$\Theta_1 = \left(\frac{e^2 \mathcal{E}^2}{2\mu_{ehh} \hbar} \right)^{1/3} \quad (3.15)$$

$$\Theta_2 = \left(\frac{e^2 \mathcal{E}^2}{2\mu_{elh} \hbar} \right)^{1/3} \quad (3.16)$$

et x_i dépend de l'écart énergétique par rapport à l'énergie de bande interdite :

$$x_i = \frac{\omega_g - \omega}{\Theta_i} \quad (3.17)$$

ω_g est la fréquence angulaire correspondant à l'énergie de bande interdite (c'est-à-dire E_g/\hbar). $u(x)$ est la fonction échelon d'Heaviside.

Les variations Δn et Δk , respectivement de l'indice de réfraction et du coefficient d'extinction, sont liées aux changements de la constante diélectrique complexe du matériau par la relation :

$$\epsilon = (n + ik)^2 \quad (3.18)$$

On a alors d'après 3.10 et 3.18 :

$$\epsilon_1 = n^2 - k^2 \quad (3.19)$$

$$\epsilon_2 = 2nk \quad (3.20)$$

En différenciant ces relations :

$$\Delta \epsilon_1 = 2n \Delta n - 2k \Delta k \quad (3.21)$$

$$\Delta \epsilon_2 = 2k \Delta n + 2n \Delta k \quad (3.22)$$

A proximité de l'énergie de bande interdite des semiconducteurs, l'indice de réfraction n devient beaucoup plus important que le coefficient d'extinction k alors que leur variations sont du même ordre de grandeur. Nous avons donc :

$$2n \Delta k \gg 2k \Delta n \quad (3.23)$$

et

$$\Delta \epsilon_2 \simeq 2n \Delta k \quad (3.24)$$

De même,

$$2n \Delta n \gg 2k \Delta k \quad (3.25)$$

et

$$\Delta \epsilon_1 \simeq 2n \Delta n \quad (3.26)$$

Ces différentes relations vont nous permettre d'estimer les variations d'indice de réfraction et de coefficient d'extinction induites par un champ électrique. La variation du coefficient d'absorption est évaluée à partir de la relation :

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (3.27)$$

ce qui nous donne après différenciation à longueur d'onde constante :

$$\Delta\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta k \quad (3.28)$$

Par conséquent, à partir des équations 3.11, 3.12, 3.24 et 3.26, nous pouvons exprimer le coefficient d'absorption α à l'aide des fonctions électro-optiques :

$$\alpha(\omega, \mathcal{E}) = \frac{2\pi B}{n\omega^2 \lambda} \left[\mu_{ehh}^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_{hh}}\right) \Theta_1^{1/2} F(x_1) + \mu_{elh}^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_{lh}}\right) \Theta_2^{1/2} F(x_2) \right] \quad (3.29)$$

La limite de cette fonction lorsque le champ électrique tend vers 0 s'exprime lorsque, $\omega > \omega_g$, par :

$$\alpha(\omega, 0) = \frac{C}{\omega} (\omega - \omega_g)^{1/2} \quad (3.30)$$

Lorsque $\omega < \omega_g$, $\alpha(\omega, 0) = 0$. On retrouve alors une dépendance de l'absorption en racine carrée de l'énergie des photons incidents près de l'énergie de bande interdite d'un semiconducteur à gap direct.

La constante C est estimée expérimentalement par Bennett et Soref. Sa valeur permet de calculer la constante B par la relation :

$$C = \frac{B}{nc} \left[\mu_{ehh}^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_{hh}}\right) + \mu_{elh}^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_{lh}}\right) \right] \quad (3.31)$$

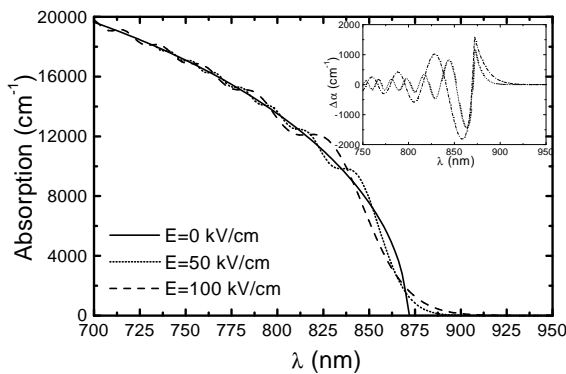


FIG. 3.2 – Spectres d'absorption de GaAs sous différents champs électriques établis à l'aide de la relation 3.29. La figure en encart représente la variation d'absorption induite par le champ.

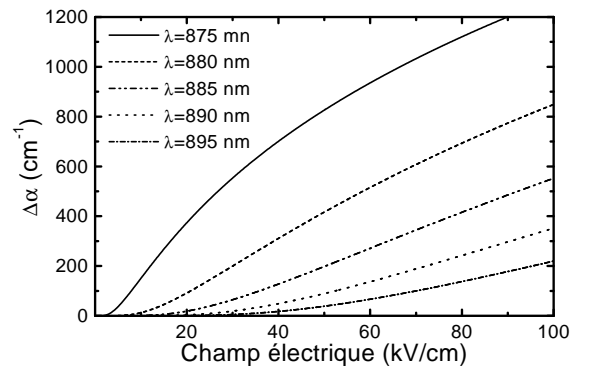


FIG. 3.3 – Relation entre le champ appliqué et l'électroabsorption Franz-Keldysh pour différentes longueurs d'onde dans GaAs.

Les courbes de la figure 3.2 montre le spectre d'absorption de GaAs sous différents champs électriques. Celles de la figure 3.3 traduisent l'évolution de l'électroabsorption Franz-Keldysh dans GaAs en fonction du champ électrique appliqué au matériau et pour différentes longueurs d'onde. Ces résultats sont établis à partir de l'équation 3.29. Les paramètres matériaux utilisés pour ce calcul sont résumés dans le tableau 3.4. On retrouve les caractéristiques essentielles de l'EFK : queue d'absorption exponentielle pour $E < E_g$ et perturbations oscillantes du coefficient d'absorption pour $E > E_g$. On remarque que l'évolution de l'électroabsorption en fonction de la tension présente une zone linéaire qui s'étend sur une plage de champs électriques d'autant plus importante que l'énergie des photons est faible. En revanche, l'apparition de cette zone linéaire est d'autant plus rapide que les photons ont une énergie proche du gap.

	E_g (eV)	C ($\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1/2}$)	n	m_e	m_{hh}	m_{lh}	μ_{elh}	μ_{chl}
GaAs	1.41	$2.3 \cdot 10^{12}$	3.6	0.066	0.45	0.084	0.058	0.037
InP	1.34	$4.4 \cdot 10^{12}$	3.4	0.075	0.56	0.12	0.066	0.046

FIG. 3.4 – Paramètres des principaux matériaux semiconducteur III-V

3.1.2 Temps de réponse de l'électroabsorption

L'utilisation de l'effet Franz-Keldysh pour la mesure de champs électriques ultra-rapides nécessite que les phénomènes physiques intervenant lors de l'électroabsorption soient encore plus rapides. Si l'on trouve dans la littérature un certain nombre de calculs théoriques et d'applications concernant l'utilisation de l'effet Franz-Keldysh pour la mesure ou la modulation de lumière en régime de champ électrique lentement variable (régime quasi-statique décrit par Franz et Keldysh), peu d'études s'intéressent au temps de réponse intrinsèque de l'électroabsorption.

Cas de l'électroabsorption excitonique

Schmitt-Rink *et al* [6] ont répondu théoriquement à cette question dans le cas de l'électroabsorption excitonique. L'absorption interbande aboutit à la création de paires électron-trou qui, si l'on suppose ces particules sans interaction, ne peut avoir lieu que si l'énergie du rayonnement incident est au moins égale au gap du semiconducteur. A basse température dans un matériau très pur ou à température ambiante dans des structures confinées (puits quantiques), il existe cependant la possibilité que l'électron et le trou restent en interaction électrique. Cette interaction, nécessairement attractive puisque l'électron et le trou possèdent des charges opposées, diminue d'autant l'énergie des photons qu'il faut fournir pour créer cette paire de particules liées. Il apparait alors une raie d'absorption relativement fine à des énergies légèrement plus faibles que la largeur du gap, tant que l'énergie thermique du système est insuffisante pour rompre la liaison de cette paire électron-trou. L'application d'un champ électrique au matériau conduit à une variation de l'énergie de liaison de l'exciton et donc à un décalage spectral de la raie excitonique. Cet effet est appelé Effet Stark ou Effet Stark Quantique Confiné dans le cas de structures à puits quantiques. Par une résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps, Schmitt-Rink *et al* montrent que la limite temporelle de l'effet d'électroabsorption excitonique est donnée par l'inverse de la largeur spectrale de la raie d'absorption de l'exciton dans le matériau. La largeur de cette raie dépend de paramètres intrinsèques tels que la durée de vie de l'exciton et de paramètres extrinsèques tels que la qualité cristalline du matériau.

Dans le cas de structures quantiques classiques de type GaAs/AlGaAs, le temps de réponse de l'électroabsorption excitonique est alors estimé entre 30 fs et 50 fs [16].

Cas de l'électroabsorption Franz-Keldysh

Dans le cas de l'électroabsorption Franz-Keldysh, le mécanisme intervenant est une modification de la structure de bande du semiconducteur sous l'action du champ électrique. Ce n'est donc pas une modification de la position spectrale de l'exciton par le champ électrique qui est responsable de la variation du coefficient d'absorption du matériau. Ceci est d'autant plus vrai lorsque la mesure est réalisée à température ambiante et dans un matériau qui présente un certain nombre de défauts cristallins. Dans le cas de l'électroabsorption Franz-Keldysh, ce n'est donc pas l'inverse de la largeur spectrale de la raie excitonique qui définit la limite temporelle de l'électroabsorption. En réalité, quelques études théoriques, et notamment celle menée par Yacoby en 1968 [17], ont montré que l'effet Franz-Keldysh prenait différentes formes suivant les conditions de fréquence et d'amplitude du champ électrique appliqué au matériau. Les limites de ces différents régimes peuvent être déterminées à l'aide de deux paramètres :

$$E_C = \frac{e^2 E_{THz}^2}{4m^* \omega_{THz}^2} \quad (3.32)$$

$$\gamma = \frac{E_C}{\hbar \omega_{THz}} = \frac{e^2 E_{THz}^2}{4m^* \hbar \omega_{THz}^3} \quad (3.33)$$

E_C est l'énergie cinétique moyenne d'une particule de masse m^* et de charge e dans un champ électrique $\vec{E}_{THz} \cos \omega_{THz} t$. Elle est aussi appelée *énergie pondéromotive*. γ est le rapport de l'énergie pondéromotive à l'énergie photonique que représente le champ électrique variable.

On distingue ainsi un régime "quasi-statique" où l'énergie photonique est négligeable devant l'énergie pondéromotive ($\gamma \gg 1$). Dans ce cas, l'absorption du matériau est à chaque instant égale à la valeur que l'on obtiendrait si l'absorption était calculée pour un champ électrique statique égal en module au champ électrique de la perturbation de fréquence ω_{THz} au même instant. C'est le cas décrit par les calculs de Franz et Keldysh.

Lorsque l'énergie pondéromotive est faible devant l'énergie photonique ($\gamma \ll 1$), l'énergie manquant aux photons incidents pour être absorbés par le matériau est apportée sous forme d'un quantum du champ électrique THz. On est donc dans un régime d'absorption multiphotonique (AMP).

Entre ces deux régimes, c'est-à-dire lorsque $\gamma \simeq 1$, l'électroabsorption ne peut ni être traitée par une approche purement classique où le champ électrique est considéré comme quasi-statique et les effets photoniques négligeables, ni être traitée par une approche purement quantique de type "perturbation". Ce régime tout d'abord surnommé "Effet Franz-Keldysh haute fréquence" par Yacoby est ensuite appelé "Effet Franz-Keldysh Dynamique" et mis en évidence expérimentalement dans le cas de structures confinées par Nordstrom *et al* en 1998. Sa démonstration expérimentale dans le cas d'un matériau massif est réalisée par Chin *et al* en 2000. Si l'on considère l'électroabsorption Franz-Keldysh "quasi-statique" comme une transition interbande assistée par effet tunnel, l'effet Franz-Keldysh Dynamique peut être vu intuitivement comme un régime où le temps tunnel est comparable à la période du champ électrique appliqué. La barrière de potentiel vue par l'électron virtuel au cours d'une transition interbande est donc modulée par

le champ électrique ce qui induit une modification de la probabilité de transition interbande et donc du coefficient d'absorption du matériau. Contrairement au régime quasi-statique, le taux de transition à chaque instant ne peut pas être exprimé comme une fonction du champ électrique à cet instant **seulement**. Le taux de transition atteint même ces extrema avec un retard par rapport à ceux du champ électrique. L'effet Franz-Keldysh Dynamique se traduit donc par une dépendance temporelle par rapport au champ électrique différente de l'effet Franz-Keldysh statique mais aussi par une moyenne temporelle du coefficient d'absorption également différente. La figure 3.5 extraite de la référence [17] montre ainsi la modification du spectre d'électroabsorption entre les deux effets. Pour des énergies photoniques inférieures au gap, la différence entre les deux courbes est faible malgré une légère baisse de l'absorption photo-induite. Cette différence est d'autant plus marquée que l'énergie des photons incidents est faible. Lorsque $\hbar\Omega$ est légèrement supérieure au gap, on observe une transparence photo-induite plus importante qu'en régime quasi-statique. Enfin, l'étendue des oscillations Franz-Keldysh est réduite : pour une différence $\hbar\Omega - E_g > 2\hbar\omega$, il n'y a quasiment plus de changement du taux de transition.

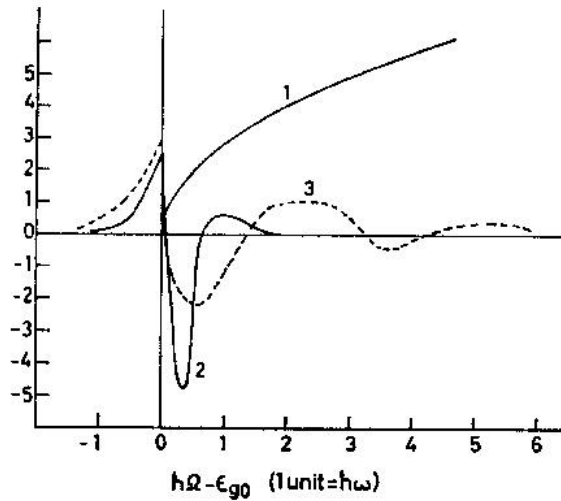


FIG. 3.5 – Taux de transition et variation du taux de transition en fonction du différentiel énergétique $\hbar\Omega - E_g$ entre l'énergie des photons incidents et l'énergie de bande interdite du matériau. La courbe 1 indique le taux de transition sans perturbation électrique de fréquence ω (en unités arbitraires). La courbe 2 montre la moyenne temporelle du changement de taux de transition causé par une perturbation ω d'amplitude $E_0 = 4.10^4$ V/cm et de fréquence 3 THz (u.a. $\times 0,1$). La courbe 3 indique la moyenne temporelle du changement de taux de transition causé par un champ électrique équivalent appliqué à très basse fréquence (u.a. $\times 0,1$). Ces calculs réalisés par Yacoby sont extraits de la référence [17].

Les frontières entre ces différents régimes sont assez floues. La figure 3.6 indique les différents domaines établis à partir de la relation 3.33. Ce graphe nous montre notamment que le régime dynamique de l'effet Franz-Keldysh est difficile à observer expérimentalement. Toutefois, un champ électrique variable à la fréquence de 1 THz et d'amplitude 10 kV/cm permet selon Nordstrom *et al* d'atteindre ce régime. L'énergie pondéromotrice est alors proche de kT à température ambiante. Lorsque le champ électrique est intense et sa fréquence peu élevée, on est dans le régime statique de l'effet Franz-Keldysh. Lorsque la fréquence du champ électrique est élevée et son amplitude faible, on est dans le cas de l'absorption multiphotonique (AMP). Lorsqu'à la

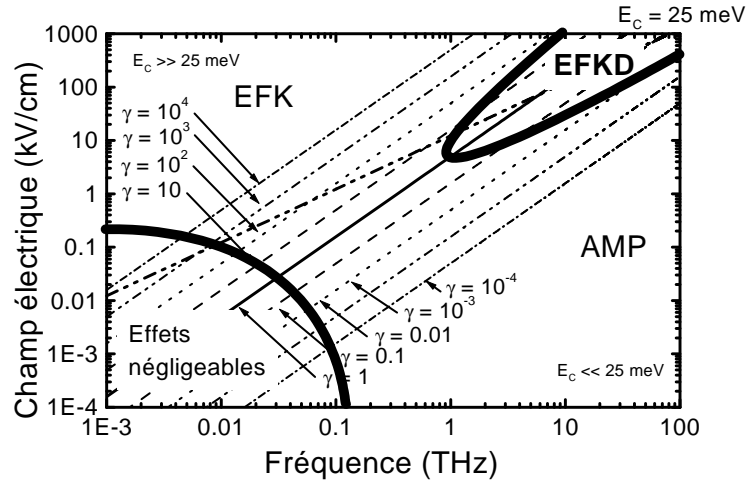


FIG. 3.6 – Limites des différents régimes de l'effet Franz-Keldysh (AMP = absorption multiphotonique, EFK = effet Franz-Keldysh, EFKD = Effet Franz-Keldysh Dynamique).

fois l'amplitude et la fréquence du champ électrique sont faibles, les effets sont négligeables.

Les rares expériences réalisées sur l'effet Franz-Keldysh Dynamique utilisent en général une source laser sinusoïdale pulsée émettant dans l'infrarouge lointain ou les THz (laser à électrons libres ou amplificateur paramétrique optique et différence de fréquence) pour obtenir des champs électriques intenses variant très rapidement. A notre connaissance, aucune étude de cet effet dans le domaine temporel n'a été réalisée. Dans les mesures que nous allons présenter, le champ électrique est constitué d'une composante statique de plusieurs dizaines de kV/cm à laquelle s'ajoute une perturbation rapide ($< 1\text{ps}$) d'amplitude égale à environ un $10^{\text{ème}}$ du champ statique. On approche donc des limites du régime dynamique de l'effet Franz-Keldysh. Cependant, nous n'avons pas trouvé de traces irréfutables de l'effet Franz-Keldysh Dynamique dans nos conditions expérimentales. Comme nous allons le voir, les applications de l'effet Franz-Keldysh à la mesure de phénomènes physiques rapides n'ont pas non plus atteint ce régime particulier.

Les applications de l'effet Franz-Keldysh

Etudes et applications basse-fréquences

Avec le développement de l'optoélectronique III-V, un certain nombre de composants utilisant l'EFK furent mis au point et en particulier des modulateurs électro-optiques qui peuvent atteindre dans certains cas des facteurs de contraste de 75 :1 [7]. D'autre part, plusieurs études comparant les performances de l'EFK et de l'effet électro-optique linéaire (Effet Pockels) pour ce genre de dispositif ont établi que l'EFK pouvait induire dans certains semiconducteurs une modulation électro-optique supérieure à celle que l'on peut obtenir en utilisant un matériau comme LiNbO_3 qui présente pourtant un des coefficients électro-optiques les plus élevés [8]. Enfin, plus récemment, des études ont montré que des couches semiconductrices épitaxiées à basse température (GaAs, AlGaAs) présentaient des propriétés d'électroabsorption supérieures aux matériaux stoechiométriques [10]. Cette amélioration des propriétés électro-optiques (en terme de produit variation relative * étendue spectrale) des matériaux GaAs et AlGaAs épitaxiés à basse tempé-

rature est expliquée partiellement par une grande inhomogénéité du champ électrique statique dans les matériaux non stoechiométriques. Il semblerait en effet que l'électroabsorption dans les matériaux épitaxiés à basse température puis recuits soit sensible à des champs électriques locaux induits par les précipités d'arsenic [11, 9]. Cette inhomogénéité du champ électrique conduit à une limitation du nombre de périodes d'oscillations Franz-Keldysh observables.

Applications à l'études de phénomènes ultra-rapides

Si l'effet Franz-Keldysh est relativement utilisé pour des applications où les temps caractéristiques n'excèdent pas quelques dizaines de picosecondes, on trouve relativement peu d'applications où les phénomènes mis en jeu ont des temps de réponse inférieurs à la picoseconde. L'effet Franz-Keldysh est parfois utilisé pour étudier la dynamique des porteurs dans des structures du type Métal/Semiconducteur/Métal [12], celle de modulateurs à électroabsorption [13], pour l'observation cohérente de phonons dans GaAs [14] ou plus récemment pour étudier des oscillations de porteurs aux fréquences THz dans des hétérostructures en GaAs [15]. Dans tous les cas, la mesure est effectuée dans une configuration pompe-sonde classique (pompe et sonde superposées) et la résolution temporelle de ces mesures est inférieure à quelques centaines de femtosecondes. La limite temporelle de l'effet d'électroabsorption n'est a priori pas atteinte par ces expériences.

3.1.3 Propriétés d'électroabsorption des couches épitaxiales de GaAs BT

Réalisation des échantillons et dispositif de mesure

Pour vérifier certains résultats de la littérature concernant l'effet Franz-Keldysh dans les matériaux épitaxiés à basse température, nous avons mesuré le spectre d'électroabsorption d'une couche de GaAs épitaxiée à 200°C, recuite à 580°C pendant une minute. Pour s'affranchir des effets du substrat, nous avons réalisé une structure verticale dans laquelle une membrane de 1 μm de GaAs BT est métallisée sur chaque face à l'aide d'une couche d'or semi-transparente (10 nm). Cette structure a également pour avantage d'éviter les effets de pointe de champ électrique induits par des électrodes en technologie planaire. La membrane est réalisée par la même méthode que celle présentée dans le paragraphe consacré à la mesure du temps de vie des porteurs dans le GaAs BT (cf. chapitre 2). Le dispositif de spectrométrie d'absorption en configuration "transmission" également présenté dans le chapitre 2 permet de réaliser une mesure différentielle de la transmission de la membrane métallisée (mesure du spectre de transmission avec et sans polarisation).

Mesure du spectre d'électroabsorption

Les courbes de la figure 3.7 présentent les spectres de transmission obtenus pour deux tensions différentes appliquées entre les électrodes de la membrane. Outre les oscillations communes aux deux spectres dues aux effets de résonance Fabry-Pérot, on remarque une nette différence des deux courbes autour de 860 nm. La présence d'une légère oscillation à tension nulle est en effet gommée par l'application d'un champ électrique d'environ 100 kV/cm.

De manière à établir la variation relative de transmission obtenue par l'application d'un tel champ électrique, nous avons effectué la différence des courbes de la figure 3.7 rapportée à l'intensité transmise sous champ nul. Le résultat est présenté sur la figure 3.8. Une comparaison théorique est effectuée à partir de la relation 3.29 appliquée à l'arséniure de gallium. Dans ce calcul, nous considérons en première approximation que la variation d'intensité du signal transmis par la membrane provient d'une variation du coefficient d'absorption de la couche de GaAs

BT induite par le champ électrique. Par cette approximation nous négligeons la variation de la partie réelle de l'indice de réfraction qui est deux ordres de grandeur plus faible que la variation du coefficient d'extinction [5]. Cette approximation est d'autant plus vraie que l'absorption absolue de la couche est élevée (ce qui est le cas pour les longueurs d'onde inférieures à 900 nm). Lorsque la longueur d'onde est supérieure à 900 nm, le matériau devient assez transparent et on observe alors un léger décalage des franges d'interférences (peu visible sur la figure). Ce décalage en longueur d'onde est significatif d'une variation de la partie réelle de l'indice de réfraction. On observe également une variation de l'intensité de la frange d'interférence centrée autour de 940 nm. Cette variation est liée à une variation de l'intensité transmise par la membrane. Cette amplification de l'effet Franz-Keldysh par l'utilisation d'une cavité Fabry-Pérot est utilisée pour la réalisation de modulateurs à électroabsorption à haut facteur de contraste [7]. Il donne naissance à une bosse centrée autour de 930 nm sur la courbe expérimentale de la figure 3.8, cette bosse n'est évidemment pas prévue par la théorie dans laquelle l'effet Fabry-Pérot n'est pas pris en compte.

Outre cette différence, la confrontation des résultats théoriques et expérimentaux confirme que la variation de transmission de la membrane observée autour de 860 nm est bien due à une modification du coefficient d'absorption du GaAs BT via l'Effet Franz-Keldysh. On remarque une assez bonne concordance de la position spectrale des maxima d'intensité et une relativement bonne concordance qualitative au niveau de l'amplitude de ces maxima.

Contrairement à ce que pouvait laisser supposer la littérature [10, 12], l'effet d'électroabsorption dans le GaAs BT n'est pas plus important que dans une couche de GaAs épitaxiée à 600°C. Néanmoins, dans ces articles, les couches épitaxiées à basse température ont subi un recuit à une température plus élevée que 580°C ce qui peut expliquer les différences constatées.

Ensuite, alors que le modèle théorique prédit un certain nombre d'oscillations Franz-Keldysh au-delà de l'énergie de bande interdite de GaAs, la courbe expérimentale montre un amortissement beaucoup plus rapide des oscillations. Ces résultats cette fois concordent avec ceux de la littérature et peuvent s'expliquer comme nous l'avons déjà signalé par l'inhomogénéité du champ électrique dans la couche de GaAs BT à cause notamment de la présence de précipités d'arsenic. Une inhomogénéité du champ électrique dans l'épaisseur de la couche peut également s'expliquer par la nature non ohmique des contacts électriques (GaAs/Or).

3.1.4 Conclusion

L'électroabsorption Franz-Keldysh est un effet électro-optique qui permet d'obtenir simplement des facteurs de contraste optique de forte amplitude. Il est de plus présent dans un grand nombre de semiconducteurs qu'ils soient centrosymétriques ou non (GaAs, InP, Si [21], Ge [3]). D'autre part, il s'agit d'un effet qui a pour limite temporelle l'apparition d'un régime dynamique aux caractéristiques temporelles et spectrales différentes. Plusieurs études de phénomènes physiques ultra-rapides utilisant l'effet Franz-Keldysh permettent d'affirmer que l'apparition de ce régime est repoussée au-delà de la fréquence de résonances des phonons optiques de la plupart des matériaux semiconducteurs usuels en particulier lorsque le champ électrique appliqué est important. En outre cette fréquence constitue une limite intrinsèque de la caractérisation électro-optique impulsionnelle [16]. L'effet d'électroabsorption Franz-Keldysh présente donc des atouts considérables pour l'échantillonnage électro-optique d'impulsions électriques picosecondes. La suite de ce chapitre démontre cette idée.

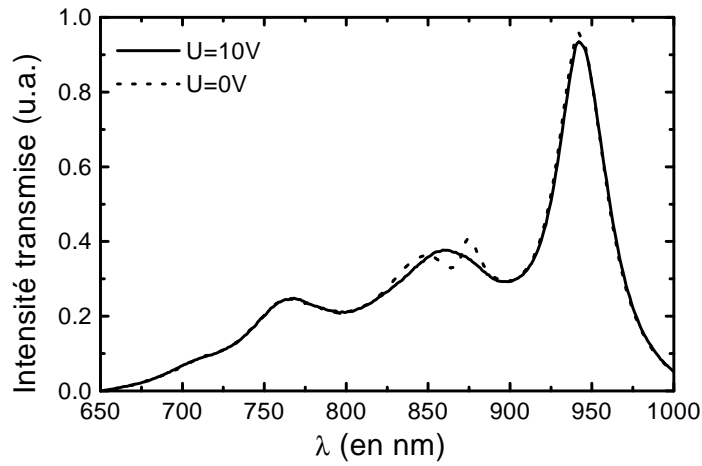


FIG. 3.7 – Spectres d'absorption du GaAs BT recuit

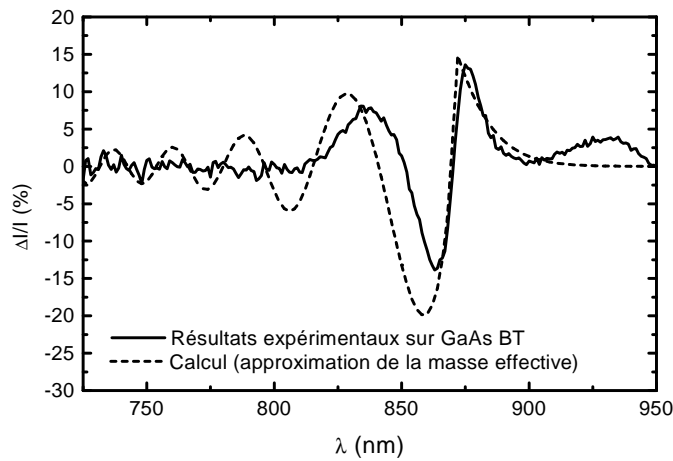


FIG. 3.8 – Spectre d'électroabsorption du GaAs BT recuit (trait plein) et calcul théorique réalisé à l'aide de la relation 3.29 et pour $E=100$ kV/cm.

3.2 Echantillonnage Franz-Keldysh sur une ligne de transmission planaire

Dans cette partie nous démontrons que l'effet d'électroabsorption Franz-Keldysh peut être utilisé comme moyen de détection d'impulsions électriques picosecondes se propageant sur une ligne de transmission planaire. Les impulsions électriques sont générées par photoconduction ultra-rapide sur une ligne coplanaire à deux rubans grâce à une couche de GaAs épitaxiée à basse température sur un substrat de GaAs SI. Nous utilisons les propriétés d'électroabsorption du substrat et de la couche épitaxiale pour réaliser l'échantillonnage de ces impulsions. Il s'agit donc d'une méthode toute optique qui comme nous le verrons induit peu de perturbations du circuit mesuré. Après une justification du dispositif de mesure employé, nous présenterons les étapes de réglages puis les premiers résultats obtenus. Nous montrerons comment une meilleure préparation de l'échantillon a permis d'améliorer sensiblement le rapport signal à bruit de la mesure pour aboutir à des premières applications. Enfin, nous discuterons de la résolution temporelle des mesures.

3.2.1 Choix du dispositif de mesure

La ligne-test étudiée, dont la technologie est décrite dans le chapitre précédent, est constituée de deux rubans d'or larges de $10\ \mu\text{m}$ et séparés de $25\ \mu\text{m}$. La face arrière du substrat de GaAs SI est polie et recouverte d'une couche anti-reflet.

La configuration verticale du dispositif de mesure pompe-sonde présentée dans le chapitre 2 est utilisée. La sonde est focalisée à travers la face arrière de l'échantillon test sous les rubans de la ligne coplanaire ; la pompe est focalisée sur la face avant entre les rubans (3.9). Une des difficultés de l'expérience est de disposer à la fois d'un faisceau optique de sonde, dont l'énergie photonique est proche mais inférieure à l'énergie de bande interdite de GaAs (maximum d'effet Franz-Keldysh et de transparence du substrat), et d'un faisceau optique de pompe dont la longueur d'onde est assez courte pour que la pompe soit absorbée entièrement dans la couche de GaAs BT. Pour cela, la longueur d'onde du laser est réglée à environ $900\ \text{nm}$ et la fréquence optique de la pompe est doublée au moyen d'un cristal non-linéaire de β -borate de Barium ou BBO. Le dispositif de doublage présenté au chapitre 2 permet d'obtenir un rendement pour la génération de la seconde harmonique de pompe d'environ $15\ \%$. On dispose alors d'un faisceau de couleur bleue ($\lambda \simeq 450\ \text{nm}$) dont la puissance est de quelques dizaines de mW. La pompe, après focalisation sur l'échantillon à tester, est absorbée sur une profondeur bien inférieure au micron (longueur d'absorption d'environ $40\ \text{nm}$).

Comme nous l'avons vu lors de la description du dispositif de mesure en configuration verticale (chapitre 2), un certain nombre de déplacements sont disponibles pour les objectifs de pompe, de sonde et pour l'échantillon. Une procédure de réglage précise doit être élaborée.

3.2.2 Etapes de réglages

Etalonnage et réglages de la sonde par modulation électrique basse fréquence

La première étape consiste à régler et optimiser la détection en l'absence du faisceau de pompe. Pour cela, la ligne à tester est polarisée par un générateur basse fréquence (GBF) délivrant une tension en créneau. Le signal reçu par la photodiode est démodulé grâce à une détection synchrone à la fréquence du signal délivré par le GBF. La valeur indiquée par l'amplificateur à détection synchrone nous donne la différence entre le signal reçu par la photodiode lorsque la ligne est polarisée par la tension maximale du créneau et le signal reçu lorsque la tension du

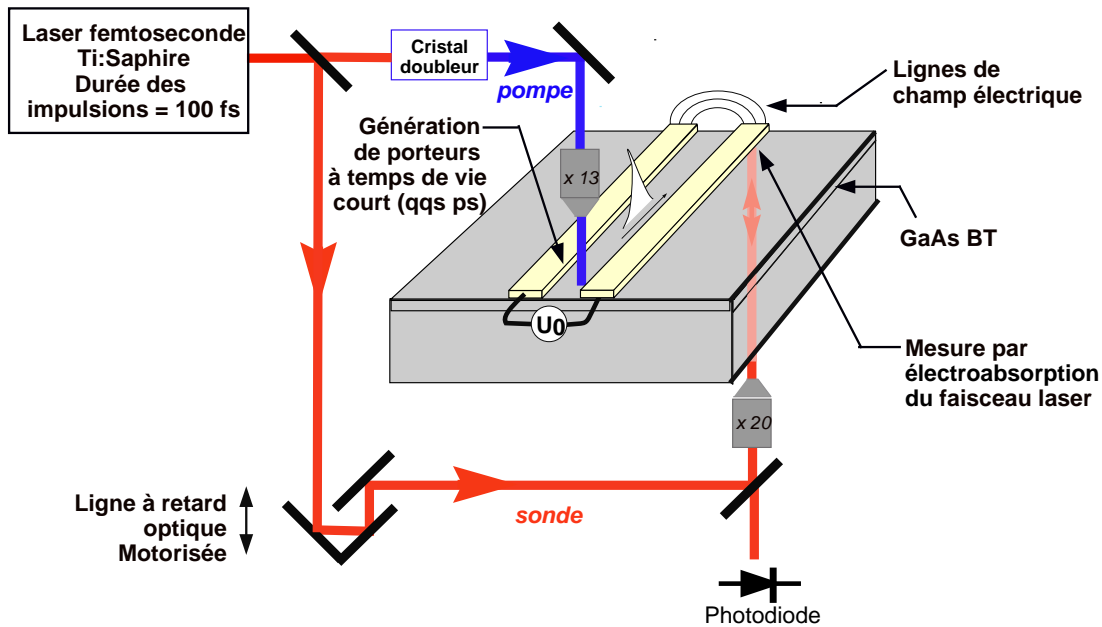


FIG. 3.9 – Dispositif expérimental

créneau est minimale. Cette différence traduit la variation d'absorption de la sonde induite par le champ électrique de la ligne (électroabsorption). Il s'agit donc de mesures en "quasi-statique", il n'y a pas de génération ni de détection de hautes fréquences. En principe, le laser peut être utilisé en mode continu, mais étant plus bruité dans ce mode, les mesures sont réalisées en mode impulsif.

On optimise la focalisation et la position de la sonde sous les rubans de la ligne CPS étudiée en examinant à l'oscilloscope l'amplitude du signal continu (non-démodulé) détecté par la photodiode. Il correspond à l'intensité de sonde réfléchiée à travers le substrat par la face avant de l'échantillon. Lorsque la sonde est focalisée sous un des deux rubans de la ligne, on observe une chute du signal continu détecté par la photodiode puisque le coefficient de réflexion de l'interface GaAs/Ti (19.6% en théorie) est plus faible que celui de l'interface GaAs/air (31%). La figure 3.10 représente une photographie de l'écran de l'oscilloscope sur lequel sont visualisées le signal non-démodulé délivré par la photodiode (voie 2) et le signal après démodulation par la détection synchrone (voie 1). Ces courbes sont obtenues par un déplacement vertical (suivant z) de l'échantillon à vitesse lente (qqps $10 \mu\text{m/s}$). On remarque sur la voie 2 de la figure 3.10 deux chutes de signal correspondant au passage du spot de sonde sous les deux rubans. Les petits pics présents à chaque transition interface GaAs/air - interface GaAs/Ti sont dus à un effet de diffraction des bords de métallisation. Ce profil nous indique que le diamètre du spot de sonde est nettement inférieur à la largeur d'un ruban (soit nettement inférieur à $10 \mu\text{m}$) ; il est estimé à environ $2 \mu\text{m}$.

Sur la voie 2 de la figure 3.10, nous pouvons distinguer la présence d'oscillations rapides lorsque le spot de sonde est situé sous un des deux rubans, en l'occurrence le ruban qui est relié à la borne positive du GBF (le GBF délivre ici une tension créneau 0-90 V à 2.3 kHz). Ces oscillations rapides sont en fait dues à la variation d'absorption de la sonde par le semiconducteur, variation induite par la tension appliquée à la ligne (la période d'environ 0.5 ms est en

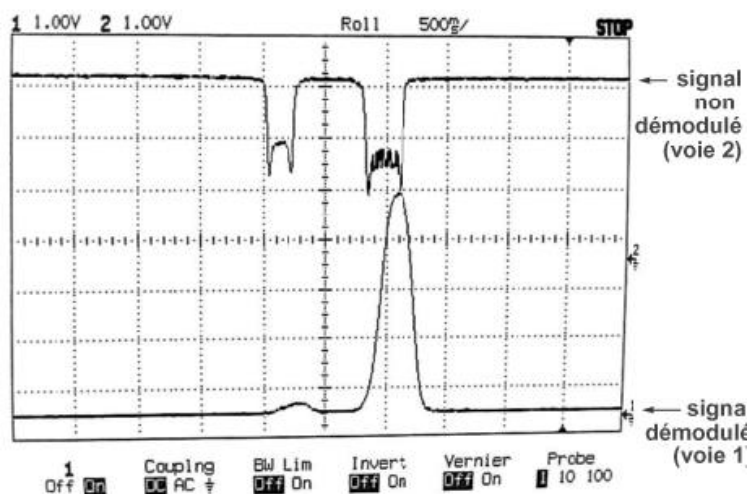


FIG. 3.10 – Ecran de l’oscilloscope après un balayage vertical (suivant z) de l’échantillon (l’abscisse est l’image de z). La voie 2 traduit le signal non-démodulé provenant de la photodiode. La voie 1 correspond au signal démodulé par la détection synchrone.

effet petite devant la vitesse de balayage de l’oscilloscope égale à 500 ms/carreau). La voie 1, qui représente le signal de photodiode démodulé à la fréquence du GBF, confirme ces observations et notamment l’asymétrie d’électroabsorption. L’effet Franz-Keldysh étant indépendant du signe du champ électrique, cette asymétrie est attribuée à un renforcement du champ électrique à l’anode. Les causes de ce phénomène seront expliquées plus loin.

La figure 3.11 nous montre l’amplitude de l’effet d’électroabsorption lorsque la sonde est réglée de manière optimale grâce au déplacement en z (maximum de la voie 1 de la figure 3.10). Cette courbe permet d’établir la variation relative maximale d’intensité lumineuse reçue par la photodiode, soit $\frac{\Delta I}{I_0} = 35\%$.

L’optimisation des réglages de la sonde passe également par un ajustement de la longueur d’onde du laser au maximum de signal. Pour cela, on établit la variation de l’amplitude du signal démodulé par la détection synchrone en fonction de la longueur d’onde de sonde (figure 3.12). Cette courbe, obtenue pour un échantillon ne présentant pas de couche anti-reflet face arrière, montre un maximum situé à environ 895 nm. Cette résonance est due d’une part à l’augmentation exponentielle de l’électroabsorption Franz-Keldysh lorsque la longueur d’onde diminue et s’approche du gap, et d’autre part à une diminution importante de l’intensité optique transmise à travers le substrat lorsque la longueur d’onde est inférieure à 895 nm (voir p.66). L’optimisation des réglages consiste donc à ajuster la longueur d’onde de sonde pour un meilleur compromis entre l’intensité de sonde transmise à travers le substrat et l’effet d’électroabsorption Franz-Keldysh.

Nous allons maintenant étudier la dépendance de l’absorption du faisceau de sonde à la tension appliquée à la ligne. La connaissance de cette relation est nécessaire si l’on veut pouvoir appliquer l’électroabsorption Franz-Keldysh à l’échantillonnage d’impulsions électriques ultra-rapides et en particulier calibrer les mesures.

L’étape de réglage par modulation électrique basse fréquence de la ligne permet d’établir cette relation. Dans un premier temps, la sonde est focalisée sous le ruban relié à la borne posi-

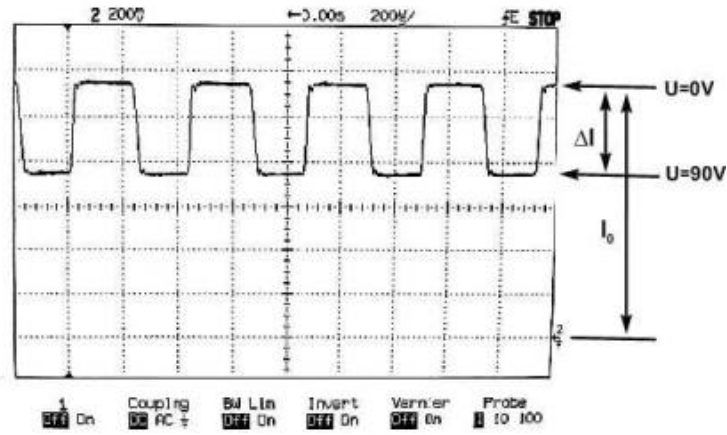


FIG. 3.11 – Signal non démodulé délivré par la photodiode après un réglage optimal de la sonde. La tension appliquée à la ligne est une tension créneau 0-90V à 2.3 kHz.

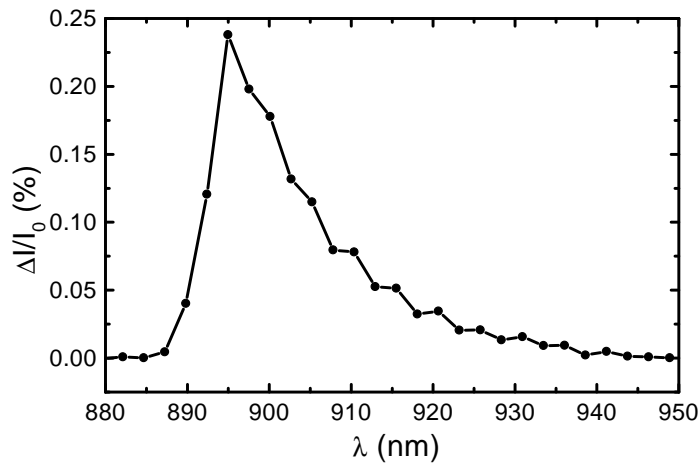


FIG. 3.12 – Variation relative d'intensité détectée par la photodiode en fonction de la longueur d'onde de sonde. La tension créneau appliquée à la ligne est de 10 V. Ces mesures sont réalisées sur un échantillon sans couche anti-reflet.

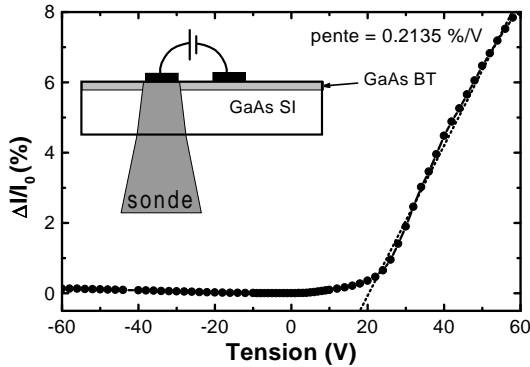


FIG. 3.13 – Relation entre la tension appliquée à la ligne et la variation relative d'intensité lumineuse détectée par la photodiode. Le spot de sonde est focalisé sous le ruban relié à la borne positive du générateur pour $U > 0$.

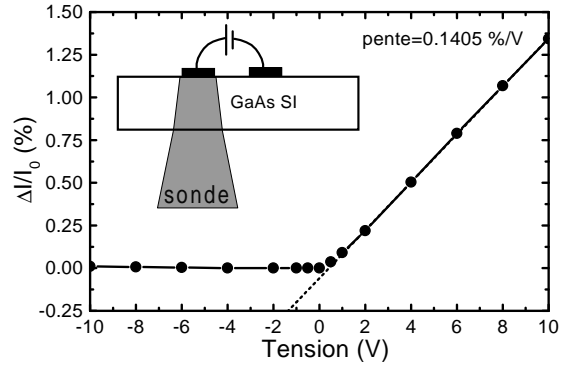


FIG. 3.14 – Relation entre la tension appliquée à la ligne et la variation relative d'intensité lumineuse détectée par la photodiode sur un échantillon de GaAs SI sans épitaxie. Le spot de sonde est focalisé sous le ruban relié à la borne positive du générateur pour $U > 0$.

tive du GBF et l'on mesure la variation relative d'intensité optique collectée par la photodiode en fonction de la tension appliquée à la ligne. Ces mesures sont réalisées sur un échantillon doté d'une couche anti-reflet et la longueur d'onde de sonde correspond au maximum de signal détecté soit environ 895 nm. Les résultats sont représentés sur la figure 3.13. Une première observation est qu'au-delà d'une tension de polarisation de 30 V, la relation tension/électroabsorption présente une zone linéaire. Ce résultat est en accord avec les calculs d'électroabsorption exposés au début du chapitre même si une comparaison précise des amplitudes d'électroabsorption obtenues dans les deux cas est difficile étant donnée la méconnaissance de la répartition exacte du champ électrique entre les électrodes et l'intégration par la sonde d'un certain nombre de lignes de champs d'amplitudes différentes. D'autre part, la pente obtenue dans la zone linéaire (0.2135 %/V) montre une sensibilité très bonne du signal de photodiode aux variations de tension. En revanche, lorsqu'on inverse la tension de polarisation, l'effet d'électroabsorption est beaucoup plus faible. Cette observation confirme l'asymétrie de la répartition du champ électrique entre les électrodes. Comme dans la mesure précédente, c'est lorsque l'électrode sondée est positive que l'effet d'électroabsorption est le plus fort.

Etant donnée la géométrie des électrodes, il est clair que les lignes de champ s'étendent au-delà de l'épitaxie de GaAs BT. Pour évaluer l'influence de cette couche sur les mesures, nous avons effectué la même étude sur un échantillon de GaAs SI ne présentant pas de couche épitaxiale. Les dimensions de la ligne sont identiques. Les résultats obtenus en focalisant le faisceau de sonde sous le ruban relié à la borne positive du générateur nous montre une asymétrie encore plus marquée (cf. figure 3.14). Pratiquement aucun signal n'est détecté lorsque la borne est négative et la zone de linéarité de l'effet d'électroabsorption intervient dès 1 V. La pente obtenue est cependant légèrement plus faible (0.1405 %/V) mais reste du même ordre de grandeur et donne toujours une très bonne sensibilité. La différence constatée peut s'expliquer par l'influence de la couche de GaAs BT sur la répartition du champ électrique entre les électrodes. Lorsque la

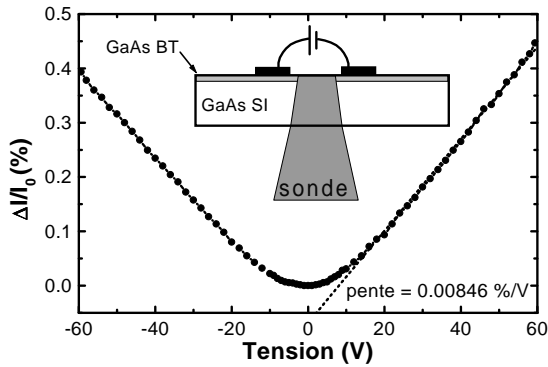


FIG. 3.15 – Relation entre la tension appliquée à la ligne et la variation relative d'intensité lumineuse détectée par la photodiode lorsque le spot de sonde est focalisé entre les deux rubans.

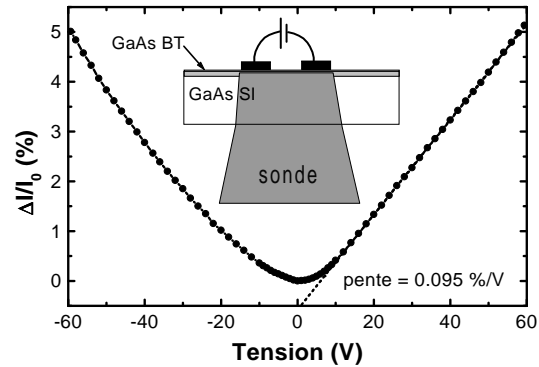


FIG. 3.16 – Relation entre la tension appliquée à la ligne et la variation relative d'intensité lumineuse détectée par la photodiode lorsque le spot de sonde recouvre les deux électrodes.

ligne est déposée directement sur substrat de GaAs SI, le champ électrique statique est fortement concentré sous l'électrode positive. Une couche de GaAs BT en surface a pour effet une meilleure répartition du champ électrique à basse tension. L'asymétrie augmente lorsque la tension augmente. Ces résultats sont toutefois à confirmer étant donné que les conditions expérimentales et notamment la taille du spot de sonde ne sont pas forcément strictement identiques dans les deux expériences.

Une autre étude des réglages de sonde a consisté à observer l'influence de la taille et de la position du spot de sonde sur la sensibilité des mesures sur l'échantillon épitaxié. Pour cela le spot est dans un premier temps focalisé entre les rubans de la ligne. On obtient la courbe de calibration représentée sur la figure 3.15. Le champ électrique mesuré dans cette expérience est essentiellement tangent à la surface du semiconducteur. Dans cette configuration, la courbe obtenue est bien entendu paire étant donnée la symétrie du système et la non-dépendance de l'effet Franz-Keldysh au signe du champ. En outre, elle présente une zone linéaire dès l'application d'une tension d'une dizaine de volts. La pente obtenue est cependant 25 fois plus faible (0.00846 %/V). Lorsqu'on sonde la totalité des lignes de champs électriques (figure 3.16), on obtient la somme des différentes configurations de mesure. La courbe obtenue est paire et la pente a une valeur moyenne entre celles mesurées en focalisant le spot sous un ruban ou au centre de la ligne (0.095 %/V).

Dans le cas d'une ligne CPS identique déposée cette fois sur substrat d'InP SI dopé Fe, le maximum d'électroabsorption est obtenu pour une longueur d'onde de 945 nm environ (soit 1,31 eV, voir figure 3.17). Comme pour GaAs, la longueur d'onde optimale correspond à une énergie photonique légèrement inférieure à l'énergie de bande interdite du substrat (1.35 eV). L'évolution du signal en fonction de la tension de polarisation dépend de la même manière des conditions de focalisation de la sonde. L'asymétrie de répartition du champ électrique est semblable à celle du GaAs SI (plus de signal sous l'anode) et la pente obtenue (0.0915 %/V) est du même ordre de grandeur que sur GaAs SI (figure 3.18).

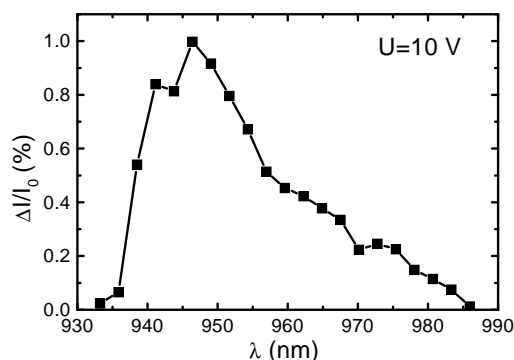


FIG. 3.17 – Evolution de la variation de signal détecté par la photodiode en fonction de la longueur d'onde et pour une tension crête de 10 V sur un substrat d'InP SI dopé Fe (ces mesures sont réalisées avec la laser en mode continu).

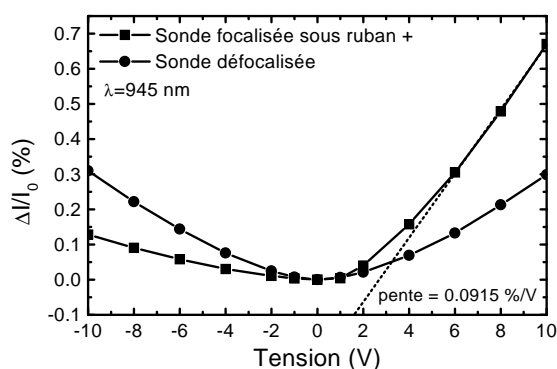


FIG. 3.18 – Relation entre la tension appliquée à la ligne et la variation relative d'intensité lumineuse détectée par la photodiode sur un échantillon d'InP SI sans épitaxie. Le spot de sonde est focalisé sous le ruban relié à la borne positive du générateur ou défocalisé sur l'ensemble des deux rubans.

Réglages de la pompe par mesure du photocourant

Une fois l'objectif de sonde et l'échantillon positionnés et la longueur d'onde réglée pour une détection optimale, la génération est ajustée uniquement par l'intermédiaire des déplacements micrométriques de l'objectif de pompe. Pour cela, le faisceau de sonde est coupé et l'on branche un ampèremètre en série avec une alimentation stabilisée aux bornes de la ligne étudiée. Les réglages de la pompe sont optimisés à partir du photocourant moyen induit par la génération de porteurs entre les deux rubans. Le maximum de photocourant correspond à un spot de pompe légèrement défocalisé et recouvrant la totalité de l'espace inter-électrode soit environ $25 \mu\text{m}$. Avec l'objectif de microscope x13, on obtient, pour une puissance optique de pompe (après doublage) de 15 mW environ et une tension continue de 60 V appliquée à la ligne, un photocourant de 15 à 20 μA . Ce photocourant relativement faible ($1,34 \times 10^{-3} \text{ A/W}$) est dû d'une part à la très courte durée de vie des porteurs photogénérés et d'autre part à l'énergie photonique de pompe, puisque comme nous le verrons par la suite les porteurs photogénérés sont fortement énergétiques et donc peu mobiles. La pompe est cependant suffisamment efficace pour générer des impulsions de plusieurs volts d'amplitude (environ 5 V pour une tension de polarisation de 60 V soit une efficacité de commutation de 8 % environ).

3.2.3 Résultats dynamiques

Premiers résultats

Lors des premières mesures dynamiques, la face arrière des échantillons ne comportait pas de couche anti-reflet à 900 nm. Une part importante du faisceau de sonde était donc réfléchi par la face arrière du substrat sans interagir avec le champ électrique de la ligne. Dans ces conditions, comme nous le verrons un peu plus loin, l'utilisation d'une lentille pour collecter au mieux le faisceau de sonde sur la photodiode est pénalisante en terme de rapport signal à bruit. Sans

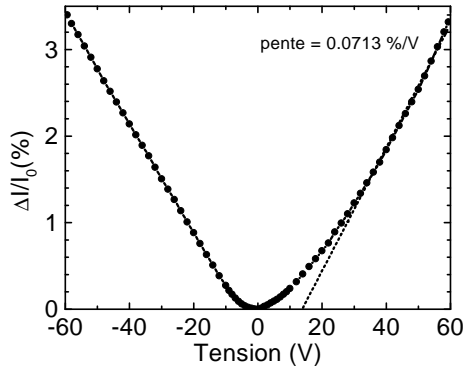


FIG. 3.19 – Variation relative d'intensité détectée par la photodiode en fonction de la tension appliquée à la ligne ($\lambda = 895$ nm). Les mesures sont réalisées sur un échantillon sans couche anti-reflet.

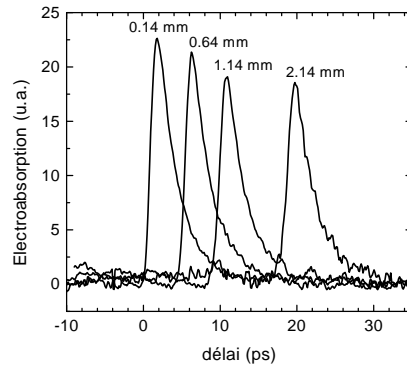


FIG. 3.20 – Premières impulsions électriques mesurées par échantillonnage Franz-Keldysh après différentes distances de propagation sur une ligne coplanaire à deux rubans larges de $10 \mu\text{m}$ séparés de $25 \mu\text{m}$. La tension appliquée à la ligne est de 60 V et la longueur d'onde du laser est de 895 nm (1.385 eV).

cette lentille de collection, une recherche du maximum d'électroabsorption en régime "statique" (modulation électrique de la ligne à l'aide du GBF) nous a conduit à régler le spot de sonde légèrement défocalisé de manière à ce qu'il recouvre toute la largeur de la ligne (diamètre du spot d'environ $45 \mu\text{m}$).

Les variations relatives de l'intensité reçue par la photodiode en fonction de la tension de polarisation sont représentées sur la figure 3.19. La sensibilité obtenue pour une tension de polarisation de la ligne CPS de 60 V est de 0.0713 %/V.

C'est dans cette configuration de réglage que nous avons réalisé les premières mesures dynamiques. Les acquisitions de la figure 3.20 constituent les premières impulsions picosecondes détectées par échantillonnage Franz-Keldysh après propagation sur une ligne de transmission [25]. La courbe mesurée après 0.14 mm de propagation présente un temps de montée de 10% à 90 % d'environ 1.1 ps.

Améliorations

Le coefficient de réflexion d'une interface air/GaAs (ou GaAs/air) est de 30% environ. Le passage de la sonde à travers la face arrière du substrat entraîne ainsi une atténuation de l'intensité de la sonde de 30% avant la mesure du champ électrique et à nouveau de 30% après l'interaction lumière/champ électrique. L'intensité lumineuse efficace (c'est-à-dire qui traverse les lignes de champ électrique de la ligne) collectée par la photodiode est donc diminuée de 50% alors que 30% du signal de photodiode provient d'une partie inefficace de la sonde réfléchi par la face arrière du substrat. La prise en compte de l'absorption d'une partie importante du faisceau de sonde dans le substrat nous donne même une part du signal inefficace beaucoup plus grande que 30 % dans le signal collecté par la photodiode. Cette partie inefficace apporte un supplément de bruit de la source laser inutile.

En réalité, la divergence du faisceau de sonde réfléchi par la face arrière du substrat est telle

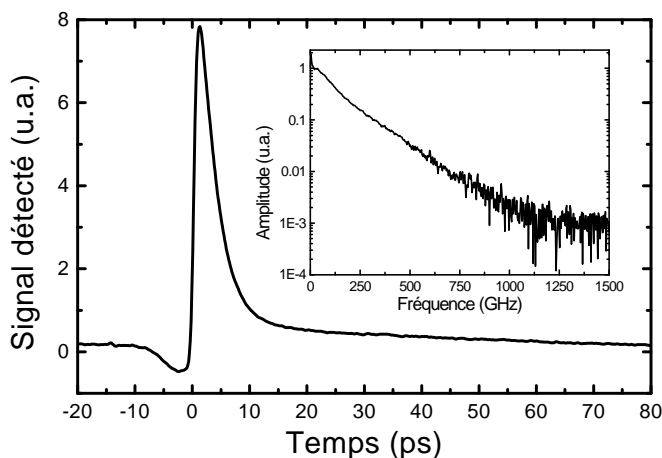


FIG. 3.21 – Impulsion électrique mesurée après $150 \mu\text{m}$ de propagation. Sa transformée de Fourier rapide est présentée en encart ($U=60\text{V}$).

qu'une partie de ce faisceau inefficace n'est pas collectée sur la photodiode. En revanche, si l'on veut utiliser une lentille pour collecter au mieux le signal de sonde sur la photodiode et améliorer la détection du signal efficace²⁹, on augmente également la collection du signal inefficace. Au final, le rapport signal/bruit de la mesure n'est pas amélioré voire dégradé.

La présence d'une couche anti-reflet à 900 nm sur la face arrière des échantillons (cf. chapitre 2) a permis une augmentation de l'intensité de sonde efficace et la suppression de la partie inefficace du faisceau. Après collection sur la photodiode de la totalité du faisceau de sonde à l'aide d'une lentille convergente, nous avons obtenu une amélioration très sensible du système de mesure en terme de rapport signal/bruit et également de résolution spatiale. En effet, sur ce type d'échantillon, la recherche du maximum d'électroabsorption en régime "statique" nous a conduit à un réglage de la sonde focalisée sous le ruban positif. Nous avons pu alors observer la dissymétrie de la répartition du champ électrique sous les électrodes et focaliser la sonde dans une position optimale. Cette focalisation entraîne de plus une amélioration de la résolution temporelle de la mesure comme nous le montrerons un peu plus loin.

Dans ces conditions, nous avons mesuré l'impulsion électrique présentée sur la figure 3.21. Le temps de montée de 10 % à 90 % est d'environ 1 ps et le temps de décroissance en $1/e$ d'environ 4 ps. Le signal détecté présente une dynamique supérieure à 60 dB et une largeur spectrale d'environ 1 THz (cf. encart de la figure 3.21).

Les premières applications

Résoudre les échos

L'utilisation d'un matériau à temps de vie court comme le GaAs BT permet d'obtenir une impulsion électrique dont la durée n'excède pas quelques picosecondes. Il est ainsi possible de séparer temporellement l'impulsion générée par la pompe et directement détectée par la sonde d'éventuels échos provenant de discontinuités d'impédance de la ligne.

²⁹la taille du faisceau de sonde ($\simeq 5 \text{ mm}$ de diamètre) est supérieure à la section de la photodiode (1 mm^2)

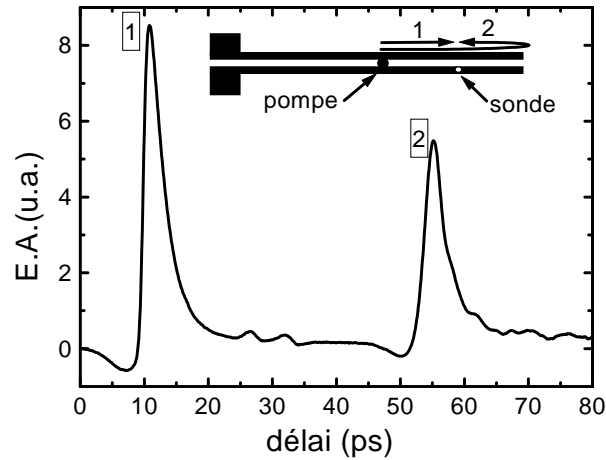


FIG. 3.22 – Impulsion électrique incidente et impulsion électrique réfléchie par l'extrémité ouverte de la ligne coplanaire.

Le premier écho mis en évidence est la réflexion de l'impulsion sur l'extrémité ouverte de la ligne (cf. figure 3.22). Cette courbe nous montre que lorsque la sonde est située à quelques mm de l'extrémité de la ligne, l'impulsion électrique générée par la pompe est une première fois détectée en passant par la zone sondée puis elle se réfléchit sur l'extrémité ouverte de la ligne et est à nouveau mesurée en repassant par la zone sondée. Le retard de l'écho par rapport à l'impulsion directe correspond au temps de propagation supplémentaire de l'impulsion sur la ligne : $\Delta t = 2 \cdot (\text{distance sonde-extrémité de la ligne}) / \text{vitesse sur la ligne}$.

L'extrémité constitue en effet une rupture d'impédance entre l'impédance de la ligne (cf. chapitre 5) et une impédance infinie (circuit-ouvert ou CO). Pour un CO parfait, la totalité de l'impulsion incidente est réfléchie. Le coefficient de réflexion pour le champ électrique est en effet donné par la relation :

$$\rho = \frac{Z_{charge} - Z_{ligne}}{Z_{charge} + Z_{ligne}}. \quad (3.34)$$

ce qui donne théoriquement $\rho=1$. On observe néanmoins expérimentalement que $\rho < 1$, ceci est dû d'une part aux pertes de propagation et d'autre part au rayonnement d'une partie des hautes fréquences du spectre par l'extrémité ouverte de la ligne (qui se comporte comme un dipôle aux très hautes fréquences et constitue une capacité parasite non-négligeable).

En outre, la technique du contact glissant utilisée génère à partir du point de focalisation de la pompe deux impulsions identiques qui se propagent dans des directions opposées. Ainsi, lorsque la plage temporelle balayée est grande, il est possible d'observer les échos provenant de chacune de ces deux impulsions sur chaque extrémité de la ligne. Sur la courbe de la figure 3.23, on distingue ainsi un premier écho dû à une réflexion sur les plots de contact des rubans de l'impulsion générée dans cette direction et un second écho dû à une réflexion sur l'extrémité ouverte de la ligne de l'autre impulsion. Le premier écho est négatif puis positif car l'impulsion voit dans un premier temps une diminution brutale d'impédance de ligne (augmentation importante de la largeur des rubans) puis une augmentation brutale d'impédance (fils d'or et arrêt des rubans). Dans cette mesure, la longueur totale de la ligne est d'environ 10 mm. Connaissant la vitesse de propagation des impulsions générées sur la ligne ($115 \mu\text{m/ps}$), on en déduit aisément

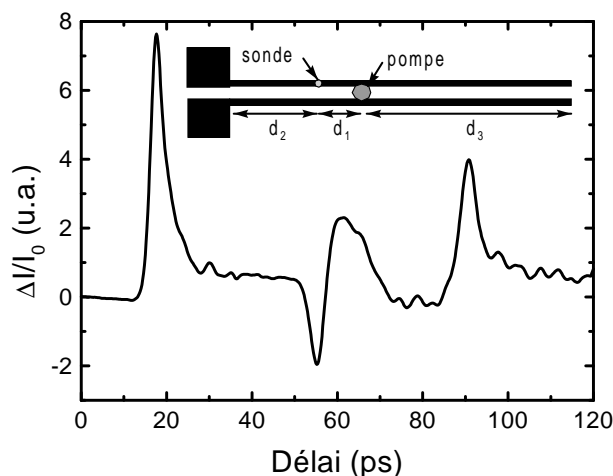


FIG. 3.23 – Impulsion électrique incidente et impulsions réfléchies par chaque extrémité de la ligne

les distances d_1 , d_2 et d_3 schématisées sur la figure 3.23 et on vérifie qu'elles correspondent aux distances réelles à quelques % près.

Cette configuration expérimentale permet donc de mesurer en une seule acquisition à la fois l'impulsion incidente et l'impulsion réfléchiée par une discontinuité d'impédance. Comme nous le verrons dans le chapitre 5, un fenêtrage temporel des différents signaux autorise la caractérisation des propriétés de réflexion des composants. Ce type de mesure est rendu possible grâce à la très faible perturbation induite par la sonde.

Le même genre d'acquisition a également permis de mettre en évidence la présence de petits défauts périodiques sur la ligne étudiée. Ces défauts sont en fait de petites variations périodiques de la largeur des rubans (période de 2,7 mm) dues aux raccords de champ lors de la réalisation du masque optique (il s'agit ici d'un ancien masque pas encore réalisé à l'aide du masqueur électronique). Comme le montre la figure 3.24, en certains endroits, la largeur des rubans normalement égale à $10 \mu m$ est légèrement inférieure à cette valeur sur une courte distance (sur environ $15 \mu m$) ce qui produit une très faible variation locale de l'impédance caractéristique de la ligne (125Ω au lieu de 116Ω) (cf. chapitre 5). Ces petites variations d'impédance produisent des échos périodiques très faibles mais que l'on peut néanmoins distinguer sur la figure 3.25 grâce au bon rapport signal/bruit de notre système de mesure. Le coefficient de réflexion théorique de ces discontinuités établis à l'aide de la relation 3.34 est de 3.7 %. Le mesure nous donne un coefficient de réflexion d'environ 3.9 %.

GaAs BT ou GaAs SI ?

Comme nous venons de le voir, la possibilité de distinguer les échos de l'impulsion électrique incidente est gouvernée par plusieurs paramètres : la longueur de la ligne, la vitesse de propagation de l'impulsion sur la ligne et la durée de l'impulsion électrique. Ces différents facteurs sont fixés par la technologie du composant sous test et bien souvent la longueur des lignes d'accès au composant est restreinte. La génération d'une impulsion électrique très courte est alors indispensable. L'intérêt du GaAs BT est de pouvoir générer des impulsions électriques suffisa-

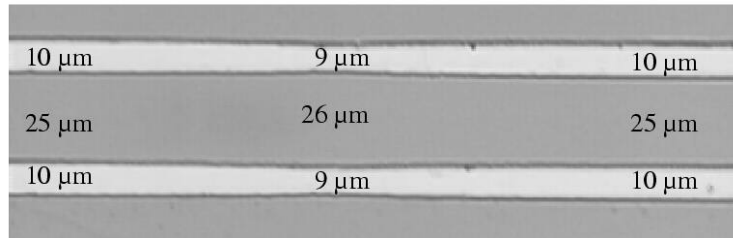


FIG. 3.24 – Image au microscope optique des défauts de lithographie présents sur la ligne CPS.

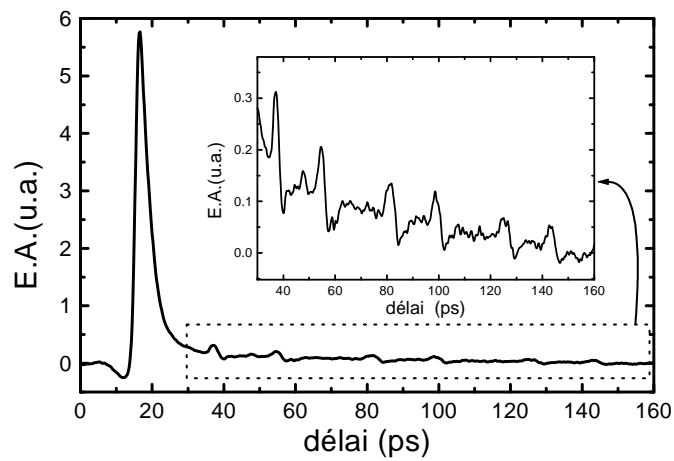


FIG. 3.25 – Impulsion électrique mesurée sur la ligne de la figure 3.24.

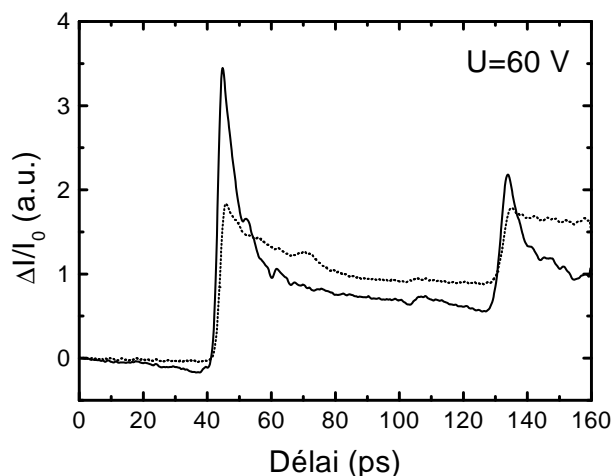


FIG. 3.26 – Signaux électriques générés sur GaAs SI. La courbe en pointillés traduit une illumination complète de l'espace inter-électrode alors que la courbe en trait plein correspond à une illumination partielle de cet espace. La distance entre le point de focalisation de la sonde et l'extrémité ouverte de la ligne est de 5 mm.

ment courtes pour pouvoir distinguer l'impulsion incidente de son écho sur l'extrémité ouverte de la ligne. Lorsque l'échantillon ne présente pas de couche épitaxiale de GaAs BT et que l'on génère l'impulsion électrique en utilisant le substrat de GaAs SI comme photoconducteur, le temps de vie beaucoup plus long des porteurs photogénérés (de l'ordre de 100 ps) conduit à l'observation d'un échelon de tension à l'échelle de la picoseconde (cf. figure 3.26). Toutefois, un certain nombre d'études ont montré qu'il était possible de générer des impulsions électriques subpicosecondes à partir d'un matériau semi-isolant à temps de vie long (GaAs, InP ou Si) par une illumination partielle de l'espace inter-électrode avec le faisceau de pompe [37, 24, 38]. Les courbes de la figure 3.26, réalisées dans des conditions d'excitation différentes, illustrent cet effet. Lorsque le faisceau de pompe est fortement focalisé, la forme du signal électrique généré tend vers une allure impulsionnelle (même si dans notre cas, la décroissance très rapide est suivie d'une composante lentement décroissante non-négligeable). Les études citées attribuent ce résultat à la double contribution d'un courant de déplacement rapide et d'un courant de conduction plus lent. Lorsque l'illumination est localisée près d'une électrode, seul le courant de déplacement contribue à la génération du signal électrique qui est alors très rapide. L'utilisation d'un tel phénomène demande cependant une puissance optique de pompe et une tension de polarisation élevées. Ceci pose le problème du réglage précis du faisceau de pompe, puisque la mesure du photocourant continu n'est plus applicable, et du courant de fuite entre les électrodes, le GaAs SI ayant une résistivité moins bonne que le GaAs BT.

L'utilisation du GaAs BT, même si elle peut paraître contraignante au niveau technologique, présente de nombreux avantages pour la génération d'impulsions électriques extrêmement rapides. Les largeurs d'impulsions électriques à mi-hauteur que l'on peut obtenir à l'aide d'un tel matériau sont subpicosecondes. Dans les cas présentés dans ce chapitre, la durée des impulsions mesurées est supérieure à la picoseconde. L'allongement de la durée de vie des porteurs photogénérés est dû à leur excitation par un faisceau optique de pompe de courte longueur

d'onde (450 nm soit 1.34 eV au-dessus de l'énergie de bande interdite). Les porteurs créés sont fortement énergétiques, peu mobiles et la relaxation de leur excédent d'énergie par rapport au minimum de la bande de conduction est nécessaire avant recombinaison. Nous reviendrons sur ces considérations lorsque nous évoquerons l'influence de la distance inter-électrode sur la forme des impulsions générées.

Une autre application du dispositif d'échantillonnage Franz-Keldysh mis en place est donc l'étude de la dynamique des matériaux photoconducteurs intégrés au sein d'une ligne de transmission. Le dispositif est donc parfaitement adapté à la caractérisation de photodétecteurs ultra-rapides.

Discussion sur la résolution temporelle des mesures

La résolution temporelle de la mesure dépend de plusieurs paramètres dont les plus importants sont la durée de l'impulsion de sonde et la durée d'interaction de la sonde avec le champ électrique à mesurer.

En ce qui concerne la durée des impulsions de sonde, celle-ci est égale à environ 150 fs avant la traversée du substrat de GaAs. Etant données la largeur spectrale de l'impulsion optique (environ 20 nm) et la dispersion d'indice relativement importante du GaAs pour des énergies photoniques proches de son énergie de bande interdite, nous pouvons craindre une dispersion de la sonde avant son interaction avec le champ électrique de la ligne. Cette dispersion se traduit par une légère augmentation de la durée des impulsions de sonde et amplifie de fait l'effet de convolution temporelle de l'impulsion électrique par l'impulsion optique. L'importance de cet effet peut être évaluée par une mesure d'intercorrélation optique (cf. chapitre 2) ou indirectement par une mesure de photo-rélectance résolue temporellement sur l'échantillon. C'est cette deuxième technique que nous avons utilisée et le temps de montée des impulsions mesurées nous indique que la durée de la sonde après la traversée du substrat est de l'ordre de 290 fs.

Ce qui limite également et parfois essentiellement la résolution temporelle de la mesure, c'est la durée d'interaction entre la sonde et le champ électrique. Cette interaction peut se décomposer en deux effets orthogonaux (cf. figure 3.27). Le premier correspond à la durée de propagation de l'impulsion optique de sonde dans la zone où l'effet d'électroabsorption est non-négligeable. Il dépend de la largeur de la ligne étudiée puisque l'on peut estimer que la profondeur de pénétration des lignes de champ électrique de la ligne dans le substrat est approximativement égale à la largeur de la ligne pour une ligne CPS. Si l'on considère une profondeur de pénétration du champ électrique dans le substrat d'environ $45 \mu\text{m}$ pour une ligne CPS 10/25/10 (cf. figure 3.28), le temps de transit de l'impulsion optique dans la zone de champ sera donc égal à $\tau_1 = \frac{2d_1}{v_{\text{substrat}}} = \frac{2d_1 n_{\text{substrat}}}{c_0}$ soit environ 1 ps. Néanmoins, étant données la non-linéarité de l'effet Franz-Keldysh à faible champ et la décroissance rapide du champ électrique lorsqu'on s'éloigne des conducteurs, nous pouvons raisonnablement limiter la distance d'interaction entre la sonde et le champ électrique à mesurer à quelques μm sous les électrodes (typiquement $5 \mu\text{m}$). Dans ce cas, le temps de transit n'est plus que de 120 fs donc inférieur à l'effet de convolution dû à la durée de l'impulsion optique. Il s'agit là d'un avantage de l'échantillonnage Franz-Keldysh par rapport à l'échantillonnage électro-optique basé sur l'effet Pockels intrinsèque au substrat. La linéarité de l'effet Pockels conduit en effet à prendre en compte une épaisseur plus grande (la totalité des lignes de champs) dans le phénomène d'interaction : la résolution temporelle sera donc moins bonne.

Le deuxième facteur augmentant la durée d'interaction est le temps de transit de l'impulsion électrique dans la zone sondée (spot de sonde). Cette durée dépend de plusieurs paramètres : réglages de la sonde (diamètre du spot) et vitesse de propagation de l'impulsion électrique sur la ligne. Dans le cas des lignes coplanaires sur substrat de GaAs SI, la vitesse de propagation

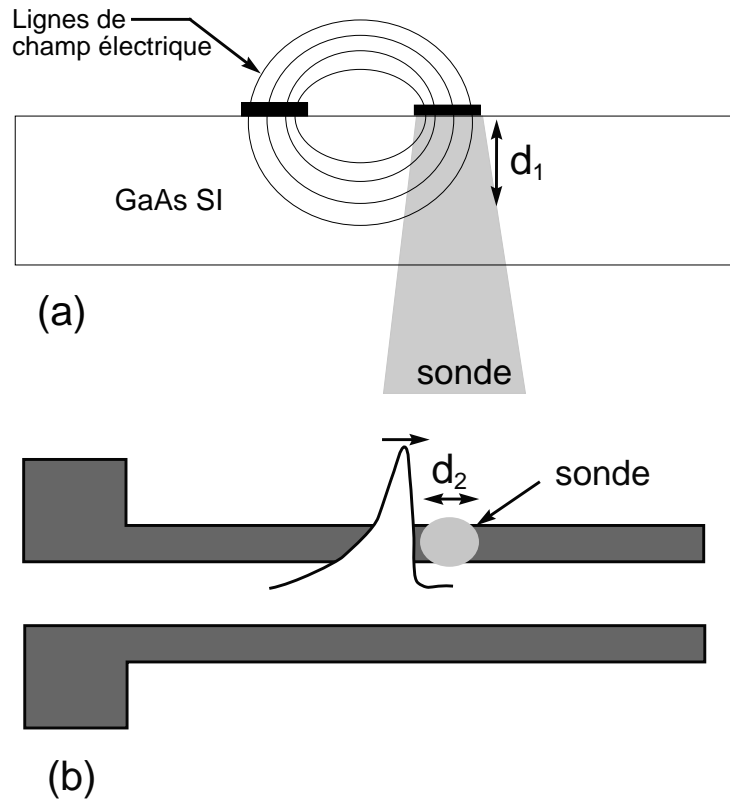


FIG. 3.27 – Les effets de convolution spatiale limitant la résolution temporelle de la mesure : propagation de l'impulsion optique à travers la zone de champ électrique (a) et propagation de l'impulsion électrique à travers la zone de mesure (b).

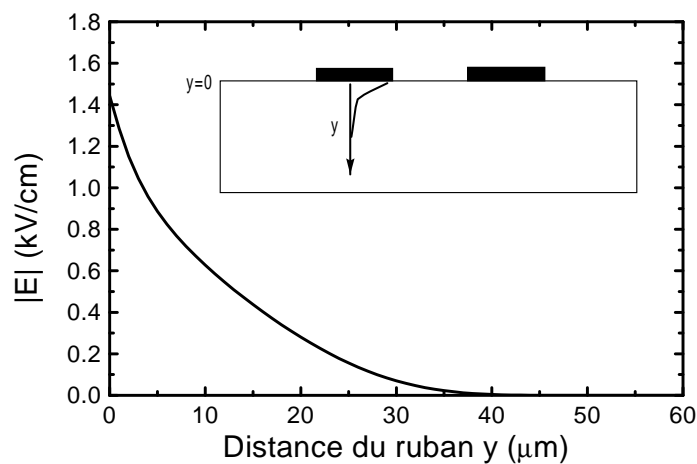


FIG. 3.28 – Profil du champ électrique sous un ruban d'une ligne CPS 10/25/10 soumise à une tension de 2 V. Ce calcul est réalisé par la résolution des équations de Laplace [32].

est d'environ 115 $\mu\text{m}/\text{ps}$. Ainsi, lorsque le spot de sonde est réglé de sorte qu'il recouvre les deux électrodes de la ligne CPS 10/25/10 (diamètre du spot de sonde de 45 μm), le temps de transit de l'impulsion électrique dans la zone sondée est égal à $\tau_2 = \frac{d_2}{v_{\text{ligne}}}$ soit environ 400 fs (on néglige dans ce calcul le profil gaussien de l'intensité du spot). Dans les expériences suivantes, où l'échantillon présente une couche anti-reflet sur la face arrière, la sonde est focalisée sous un seul ruban et la taille du spot est inférieure à 10 μm . Dans ces conditions, le temps de transit est inférieur à 100 fs.

La résolution temporelle globale peut être estimée par la relation suivante :

$$\tau = \sqrt{\tau_w^2 + \tau_O^2 + \tau_L^2} \quad (3.35)$$

où τ_w est le temps de transit du signal électrique dans le spot de sonde (100 fs), τ_O est le temps de transit de la sonde dans la zone d'électroabsorption (120fs) et τ_L est la durée de l'impulsion optique (290 fs). La résolution temporelle est ainsi de 330 fs. C'est donc essentiellement la durée des impulsions optiques de sonde qui limite la mesure. Cette durée pourrait être raccourcie en pré-compensant la dispersion de l'impulsion optique à la traversée du substrat par une ligne à dispersion négative à prisme ou à réseaux.

Conclusion

Nous avons démontré dans cette partie la possibilité d'utiliser l'effet d'électroabsorption Franz-Keldysh pour la détection d'impulsions électriques picosecondes se propageant sur une ligne coplanaire à deux rubans. Ces mesures permettent à la fois une étude physique des propriétés des matériaux photoconducteurs ultra-rapides sous excitation fortement énergétique (pompe bleue) mais aussi des propriétés de propagation de la ligne utilisée. Nous verrons dans le chapitre 5 les informations électromagnétiques obtenues par l'exploitation de ces résultats. La dynamique et la résolution temporelle obtenues conduisent à une gamme spectrale d'étude de l'ordre de 1 THz.

Avant de voir comment cette technique de mesure a été implémentée dans le cas d'une ligne microruban, la partie suivante s'attache à décrire certains effets particuliers observés lors des études sur les lignes coplanaires. Ces observations montrent la richesse des informations contenues dans les résultats expérimentaux et toutes les précautions à prendre pour distinguer les aspects matériaux des effets électromagnétiques.

3.3 Quelques effets particuliers...

Cette partie est consacrée à la description de quelques effets particuliers observés lors des mesures dynamiques sur les lignes coplanaires. Certains de ces effets sont liés aux mécanismes de détection, d'autres exclusivement à la génération et les derniers sont dus à une combinaison des deux. *La lecture de cette partie n'est pas indispensable à la compréhension du reste du document.*

3.3.1 Les effets parasites de la mesure

Problématique

Comme toutes les techniques de mesures, l'échantillonnage Franz-Keldysh induit intrinsèquement une déformation du signal sondé. Dans le cas général, cette déformation peut provenir soit d'une modification du signal par l'outil de mesure (échos parasites, etc...), soit d'une distorsion du signal observé due à la mesure elle-même (convolution, etc...).

Dans le cas d'une expérience d'échantillonnage d'un signal électrique par voie optique, les effets parasites sont soit d'origine électrique, soit d'origine optique (les deux pouvant être intimement liées). Cependant, la modulation du faisceau de pompe par le hacheur et la démodulation du signal de sonde par la détection synchrone impose que la perturbation observée soit liée aux effets de la pompe. Un exemple trivial est une diffusion du faisceau de pompe vers la photodiode après modulation par le hacheur. Cette diffusion engendre la détection d'un signal continu par la détection synchrone (décalage de la ligne de base) qui ne provient pas de l'interaction de la sonde avec le champ électrique de la ligne.

Il existe également des effets beaucoup moins directs qui peuvent parfois être une importante source de signaux parasites s'ils ne sont pas maîtrisés ou compris. Les passages suivants s'attachent à décrire certains de ces effets et à les expliquer ou à tenter de les expliquer.

Les effets thermiques

Lorsque le faisceau de pompe interagit avec le matériau photoconducteur pour créer des paires électrons-trous en grande densité, un échauffement local du substrat se produit. Cet échauffement à une double origine. Il est premièrement dû à la relaxation énergétiques des porteurs photocréés. En effet, les électrons photogénérés possèdent un excès d'énergie dont ils se débarrassent avant recombinaison par collisions entre électrons et surtout par collisions avec le réseau cristallin (émission de phonons). Cet échauffement local du cristal est d'autant plus important que l'énergie des photons incidents est élevée (pompe bleue), que la longueur d'absorption du faisceau optique incident est courte et que la taille du spot de pompe est faible. La deuxième origine de l'échauffement local est le photocourant dû à l'accélération par le champ électrique des porteurs photocréés (effet Joule). La chaleur induite par ces deux sources locales diffusent ensuite lentement dans le substrat et les rubans métalliques et peut éventuellement atteindre le point d'échantillonnage. Il s'ensuit alors une modification des propriétés optiques du substrat au point de détection (modification du gap, modification des indices optiques des matériaux et donc du coefficient de réflexion des différentes interfaces...). La constante de temps mise en jeu dépend de différents paramètres (nature du substrat, distance pompe-sonde, taille des spots). Nous avons mesuré sur GaAs des constantes de temps thermiques typiquement de quelques secondes à quelques dizaines de secondes pour des distances pompe-sonde de quelques millimètres alors que deux impulsions laser sont séparées de 13 ns. On comprend alors que l'absorption d'une impulsion de pompe ne modifie pas seulement la réflectivité d'une seule impulsion de sonde mais d'un très grand nombre. L'utilisation d'un hacheur mécanique à quelques kHz de fréquence sur le trajet du faisceau de pompe entraîne un échauffement de l'échantillon pendant les phases où le faisceau de pompe n'est pas coupé et une diminution de cet échauffement dans le cas contraire, ce qui aboutit à la détection d'un signal continu après démodulation du signal de photodiode par la détection synchrone. Ces effets thermiques sont d'autant plus importants que la distance pompe-sonde est faible. Pour des distances de 10 mm, cet effet est insignifiant, mais il peut devenir très gênant pour des distances inférieures à 200 μm .

Les effets de charges et l'injection de porteurs

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe consacré aux réglages de la sonde en régime statique, il existe une importante asymétrie de la répartition du champ électrique entre les deux rubans d'une ligne CPS sur semiconducteur. Cette propriété a été observée indirectement pour la première fois par Krökel *et al* [22]. Par une expérience d'échantillonnage électro-optique, ils mettent en évidence la génération d'une impulsion électrique subpicoseconde par l'excitation dis-

symétrique d'une ligne coplanaire à deux rubans reposant sur GaAs SI. Dans cette expérience, la génération est beaucoup plus efficace lorsque le faisceau de pompe est focalisé au bord du ruban positif. Une interprétation de ces résultats est proposée par Ralph et Grischkowsky [23]. Le caractère semi-isolant du GaAs résulte de la présence de défauts profonds de type EL2 compensant l'incorporation d'accepteurs lors de la croissance du barreau de semiconducteur. Ces défauts présentent une section de capture plus grande pour les électrons que pour les trous et leur état de charge dépend fortement de la densité d'électrons et de trous libres. Or, lorsque le semiconducteur est polarisé, il s'ensuit une accumulation des électrons et une déplétion des trous à l'anode. Ceci a pour effet d'engendrer une modification importante du remplissage des pièges qui ne compensent alors plus les accepteurs résiduels. La zone de charge d'espace est donc modifiée et le champ électrique renforcé localement. A la cathode, l'accumulation des charges est beaucoup moins importante car la hauteur de barrière est plus faible.

Une étude dynamique de l'électroabsorption dans le GaAs SI a montré que le réarrangement des zones de champ électrique dans le matériau GaAs SI après l'application d'un échelon de tension se faisait avec une constante de temps de plusieurs centaines de nanosecondes [27].

Dans notre cas, une couche de GaAs BT est intercalée entre le substrat semi-isolant et les électrodes. La situation est donc différente. Cependant, des études ont montré que les défauts du GaAs BT ont un comportement assez similaire aux défauts EL2 présents dans le GaAs SI [26]. Comme dans le cas d'un substrat GaAs SI sans couche épitaxiée, nous pouvons donc attribuer l'asymétrie de champ électrique observée à une répartition inhomogène des défauts chargés.

D'autre part, nous avons également observé des effets liés au réarrangement des zones de champs électriques après l'application d'un transitoire de tension. Ces effets se traduisent par une variation de l'intensité de sonde absorbée dans le matériau lorsque la ligne est soumise à un transitoire de champ électrique. Chaque front de montée ou front descendant du créneau électrique appliqué à la ligne entraîne une variation transitoire de l'absorption de sonde avec une constante de temps allant de quelques dizaines à quelques centaines de microsecondes (cf. figure 3.29). De plus, cet effet est d'autant plus important que l'énergie photonique de sonde est petite.

L'origine précise de cette dépendance est encore mal comprise. Une hypothèse que l'on peut avancer fait intervenir le vidage et le remplissage de pièges à chaque application d'un transitoire électrique sur la ligne. Suite à cette perturbation, un réarrangement des zones de champs électriques s'opère dans le matériau avec une certaine constante de temps. Cette constante dépend en fait de la taille de la zone dans laquelle le champ se réorganise : plus la zone observée est importante, plus le réarrangement est long.

La perturbation engendrée par le remplissage ou le vidage de pièges se traduit par une variation très rapide du champ électrique dans le matériau et en particulier à la jonction métal/semiconducteur. La non-linéarité de l'effet Franz-Keldysh en fonction de la longueur d'onde explique que des zones plus ou moins larges de champs électriques participent à la modulation du faisceau de sonde. Ainsi, pour des longueurs d'onde éloignées du gap (images *c* et *d* de la figure 3.29), la zone sondée est constituée essentiellement par la zone de fort champ électrique à la jonction métal/semiconducteur. Dans ce cas, le réarrangement du champ électrique s'opère avec une constante de temps très courte. Au contraire, pour des longueurs d'onde proche du gap, la zone sondée intègre des champs d'amplitude plus faible et la constante de temps du réarrangement est plus longue (elle est même supérieure à la période du créneau de tension appliqué à la ligne dans le cas de la figure 3.29.a).

Une meilleure compréhension de ce phénomène nécessite des expériences complémentaires : l'étude de l'évolution des constantes de temps observées en fonction de la température de l'échan-

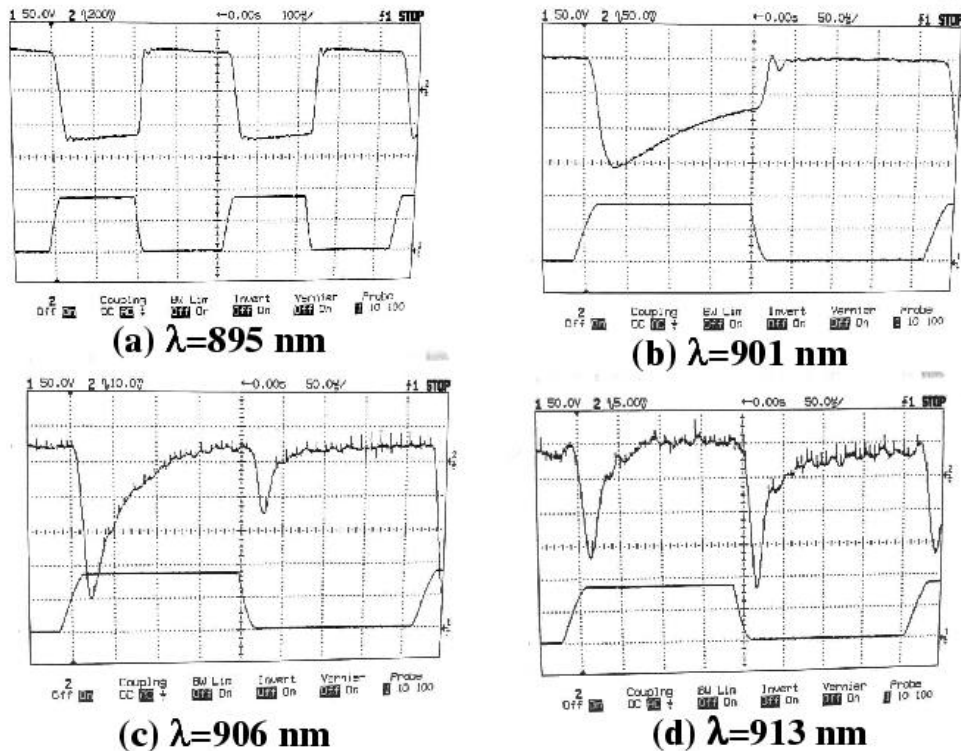


FIG. 3.29 – Signal créneau modulant (voie 1 de l’oscilloscope) et signal photodiode (voie 2) pour des longueurs d’onde de sonde de 895 nm (a), 901 nm (b), 906 nm (c) et 913 nm (d).

tillon par DLTS³⁰ permettrait par exemple de confirmer ou d’infirmer le rôle des défauts. Cet effet n’intervient bien entendu que sur les réglages réalisés en modulation électrique à basse fréquence. Etant données les constantes de temps mises en jeu, il ne peut être observé à l’échelle de la picoseconde en modulation optique, ou alors de manière très indirecte...

Une mystérieuse pré-impulsion...

Sur la courbe temporelle de la figure 3.21, nous pouvons remarquer la présence d’une pré-impulsion négative avant la détection de l’impulsion électrique. Ce type de distortion a déjà été observé lors d’expériences d’échantillonnage électro-optique [28] ou d’échantillonnage photoconductif [29, 30]. Dans le premier cas, elle est attribuée à un phénomène électromagnétique : le rayonnement du dipôle formé au point de génération de l’impulsion électrique. Or, sur la figure 3.21, l’origine des temps correspond au délai d’arrivée de l’impulsion de pompe sur l’échantillon (ce délai est vérifié par une mesure de photoréfectance résolue temporellement). Le principe de causalité permet d’éliminer tout phénomène électromagnétique (rayonnement, effets de propagation) comme explication de la forme temporelle des impulsions mesurées.

Dans le cas de l’échantillonnage photoconductif, l’explication suivante est avancée [29]. La pré-impulsion provient d’une convolution de l’impulsion mesurée par le temps de vie des porteurs photogénérés par la sonde. En effet, dans le cas de l’échantillonnage photoconductif, les

³⁰Deep Level Transient Spectroscopy

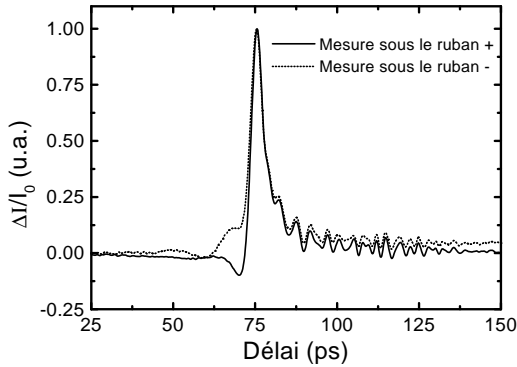


FIG. 3.30 – Signal temporel mesuré sous chaque rubans d'une ligne CPS 10/25/10 polarisée par 60 V. Les signaux ont été normalisés pour comparaison.

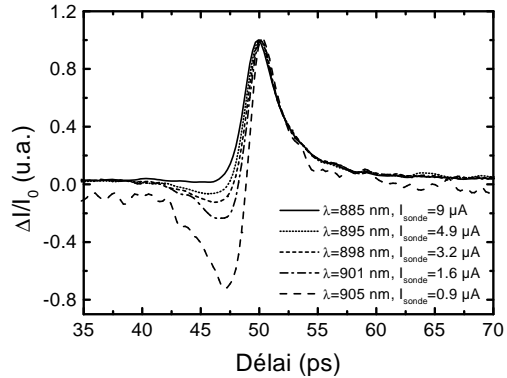


FIG. 3.31 – Signal temporel détecté en fonction de la longueur d'onde de sonde sur une ligne CPS 10/25/10 ($U=60V$). Les signaux ont été normalisés pour comparaison.

porteurs créés par la sonde juste avant l'arrivée de l'impulsion électromagnétique n'ont pas le temps de se recombier et sont accélérés par le champ électrique de l'impulsion. Il en résulte un photocourant mesuré en délai négatif.

Dans notre cas, une origine similaire signifierait qu'une impulsion optique de sonde pourrait être modulée en intensité par une variation de champ électrique intervenant plusieurs picosecondes après l'arrivée de la sonde dans la zone de champ électrique. Seul un étirement temporel suffisamment long des impulsions de sonde provenant de leur dispersion ou de leur absorption partielle à la traversée du substrat pourrait expliquer un tel phénomène. Les constantes de temps mises en jeu (plusieurs picosecondes) rendent cette hypothèse peu probable mais une mesure d'intercorrélacion optique (cf. chapitre 2) entre l'impulsion de sonde réfléchiée par l'échantillon et une impulsion optique délivrée par le laser permettrait d'en être sûr. De plus, une telle explication ne permet pas non plus d'interpréter le signe de la pré-impulsion.

Ce signe dépend de plus de la position du spot de sonde sous les rubans comme le montre la figure 3.30. Alors qu'il est négatif et correspond à une augmentation d'absorption du faisceau de sonde lorsque celle-ci est positionnée sous le ruban positif, le signal précédent l'impulsion électrique subit un changement de signe et même de forme temporelle lorsqu'on déplace le spot de sonde sous le ruban négatif. Cette observation confirme qu'il s'agit d'un artefact de mesure puisque l'impulsion électrique est elle quasiment identique sous les deux rubans.

La dépendance de l'amplitude de cette pré-impulsion à la longueur d'onde de sonde s'observe sur la figure 3.31. Lorsque la longueur d'onde s'éloigne du gap par valeurs supérieures, l'importance relative de la pré-impulsion par rapport à l'impulsion augmente. Elle s'annule lorsque la longueur d'onde est proche du gap. Comme le montre la figure 3.31, la densité de porteurs photogénérés par la sonde n'est pas responsable de cet artefact puisque l'amplitude de la pré-impulsion est inversement proportionnelle au photocourant dû à la sonde.

La pré-impulsion est apparemment liée à l'échantillonnage et plus particulièrement à la nature

Type de ligne	Largeur des rubans	Distance inter-électrodes	Métallisations
CPS 10/25/10	10 μm	25 μm	100 nm Ti / 400 nm Au
CPS 5/12.5/5	5 μm	12.5 μm	100 nm Ti / 400 nm Au
CPS 5/5/5	5 μm	5 μm	100 nm Ti / 400 nm Au

FIG. 3.32 – Géométrie des différentes lignes CPS étudiées

répétitive de la mesure (effet d'une impulsion de sonde sur la suivante). La dépendance en longueur d'onde de la forme temporelle du signal rappelle celle des créneaux d'électroabsorption observés en régime statique. Mais pour le moment, aucun lien n'a pu être démontré entre les effets de réarrangement de charge et l'observation d'une pré-impulsion devant l'impulsion électrique principale à certaines longueurs d'onde.

Toutefois, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.31, la pré-impulsion disparaît totalement lorsque la longueur d'onde de sonde est suffisamment proche du gap. De plus, c'est en général dans ces conditions qu'on obtient le meilleur rapport signal/bruit pour les mesures dynamiques. Dans des conditions optimales de réglage, aucune pré-impulsion n'est donc mesurée.

3.3.2 Influence de l'espace inter-électrode

...sur la détection

Les dimensions des différentes lignes CPS étudiées sont résumées sur le tableau 3.32. Une réduction de la séparation inter-électrodes a naturellement pour avantage une diminution de la tension nécessaire à l'obtention d'un effet d'électroabsorption Franz-Keldysh fort et linéaire. Cependant, elle nécessite également une précision accrue de la focalisation et du positionnement du spot de sonde sous les électrodes.

On peut s'attendre également à un effet des dimensions de la ligne sur la résolution temporelle de la mesure. Etant donné que la taille du spot de sonde est réduite à la largeur d'un ruban, le temps de transit des impulsions électriques dans le spot de sonde dépend de la largeur du ruban (on obtient un temps de transit d'environ 50 fs pour un ruban large de 5 μm). En revanche, même s'il est toujours difficile de connaître précisément l'extension en profondeur des lignes de champ électrique, on peut s'attendre à un faible effet de la largeur de la ligne sur le temps de transit de l'impulsion optique de sonde dans la zone d'électroabsorption étant donnée la non-linéarité de l'effet Franz-Keldysh.

...sur la forme des impulsions générées

Les effets d'une diminution de la distance inter-électrode sur la forme temporelle des impulsions électriques générées sont multiples.

Quelle que soit la dimension des lignes sur GaAs BT, le réglage de la pompe de manière à obtenir un photocourant maximal traversant les rubans conduit à un spot recouvrant la totalité de l'espace inter-électrode. Le spot est donc de diamètre plus grand que 25 μm lorsqu'on veut générer une impulsion électrique sur une ligne CPS 10/25/10 et supérieur à 5 μm dans le cas d'une ligne CPS 5/5/5. Cette différence de taille de spot a plusieurs conséquences. Premièrement, la densité de porteurs photogénérés par la pompe est plus importante à puissance optique égale pour une ligne CPS 5/5/5 que pour une ligne 10/25/10. A tension de polarisation identique, le champ électrique entre les rubans de la ligne 5/5/5 est également plus élevé. Ceci se traduit par une

augmentation du photocourant traversant les rubans dans des conditions de puissance optique et de tension identiques.

En ce qui concerne la rapidité des signaux générés, on observe un front de montée plus rapide sur les lignes 5/5/5 ($\simeq 500$ fs de 10 % à 90 %) que sur les lignes 10/25/10 ($\simeq 1$ ps). Ce constat peut être effectué en comparant les impulsions des figures 3.33 et 3.21. La différence de champ électrique induit par la polarisation des rubans (40 V/5 μm pour les CPS 5/5/5 et 60 V/25 μm pour les CPS 10/25/10) peut expliquer en partie ce résultat. En fait, dans le cas de la ligne 10/25/10, la taille du spot de pompe est telle qu'elle provoque un étalement spatial de la zone de génération. Compte-tenu de la vitesse de propagation du signal sur la ligne (115 $\mu\text{m}/\text{ps}$), cette distribution de la génération conduit à un élargissement temporel du front de montée des impulsions électriques de plusieurs centaines de femtosecondes (230 fs pour un spot de 25 μm) par un phénomène de convolution similaire que celui décrit pour la détection. Le calcul de l'allure temporelle du signal généré est toutefois plus complexe.

Une réduction de la distance inter-électrodes présente donc de nombreux avantages pour la génération et la détection d'impulsions électriques rapides et de forte amplitude. Cependant, comme la densité des porteurs photogénérés augmente rapidement avec la puissance optique, on atteint très vite les limites intrinsèques du GaAs épitaxié à basse température en terme de densité de pièges. Les courbes de la figure 3.33 montre en effet une déformation des impulsions électriques générées lorsque la puissance optique de pompe augmente. Pour les faibles densités de porteurs injectés ($P_{opt}=150$ μW soit une densité de porteurs d'environ 3.10^{18} cm^{-3} générée par impulsion optique absorbée), l'impulsion électrique a une décroissance quasi-exponentielle avec une constante de temps caractéristique de 7 ps. Lorsque la puissance optique augmente, on observe tout d'abord une diminution de l'efficacité de la génération et surtout une déformation temporelle des impulsions générées. On remarque l'apparition d'un épaulement sur le front de descente de l'impulsion. L'importance de cet épaulement croît avec la puissance optique pour devenir aussi important voir supérieur au pic principal. Après cet épaulement, l'impulsion décroît avec la même constante de temps que pour une excitation optique de 150 μW .

Nous avons ensuite étudié l'influence de la tension de polarisation sur la forme des impulsions générées. Pour une même puissance optique de pompe de 1.5 mW, les courbes de la figure 3.34 montrent comme précédemment un premier pic rapide suivi d'une bosse plus lente dont l'amplitude par rapport au pic principal augmente avec la tension appliquée.

Afin de comprendre ce phénomène nous avons effectué des mesures de photorélectance (pompe bleue face avant, sonde face arrière) résolues temporellement sur le même échantillon et dans des conditions expérimentales voisines (taille de spot de pompe identique et $P_{opt,pompe}=3.7$ mW). Dans ces conditions, nous obtenons le résultat présenté sur la figure 3.35. Sur cette courbe, plusieurs éléments sont remarquables. Nous pouvons tout d'abord observer un effet inattendu : la présence d'une oscillation très pure suivant l'impulsion initiale et s'étendant bien au-delà de la fenêtre temporelle explorée. Ce phénomène, bien connu en acoustique picoseconde, est caractéristique d'un couplage piézo-optique dans le semiconducteur [31]. La longueur d'absorption extrêmement courte du faisceau de pompe dans le matériau semiconducteur (environ 20 nm) entraîne un échauffement très local de la surface du substrat. Cet échauffement conduit à la génération d'une impulsion acoustique picoseconde qui se propage perpendiculairement à la surface. La propagation simultanée et colinéaire de cette impulsion acoustique avec l'impulsion optique de sonde conduit à un phénomène de diffusion de l'impulsion optique de sonde (diffusion Brillouin) qui fait naître cette oscillation. Hormis cette oscillation, les courbes de la figure 3.35 montrent également un épaulement après un premier pic très rapide.

La longueur d'absorption très courte du GaAs à 450 nm conduit à une densité de porteurs

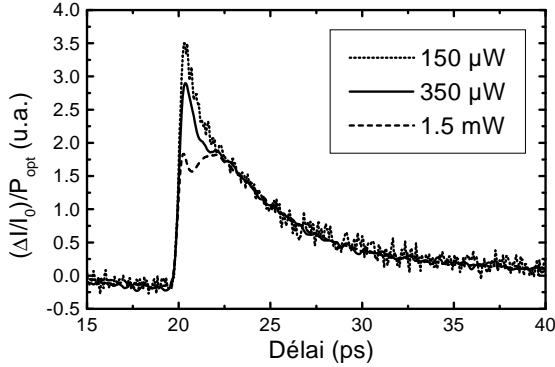


FIG. 3.33 – Signal détecté après environ 10 μm de propagation sur une ligne CPS 5/5/5. Le signal est normalisé par rapport à la puissance optique de pompe. $U=40\text{ V}$.

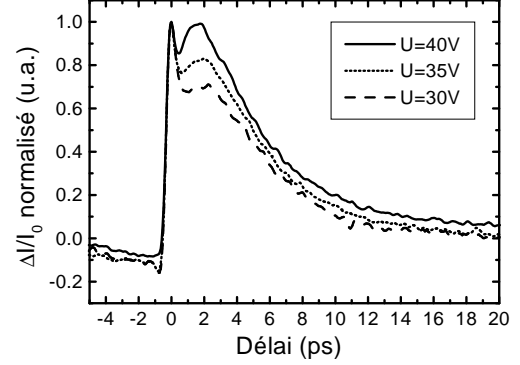


FIG. 3.34 – Signal normalisé à 1 détecté après environ 10 μm de propagation sur une ligne CPS 5/5/5 en fonction de la tension de polarisation de la ligne. $P_{pompe}=1.5\text{ mW}$.

photogénérés très grande : si l'on considère une taille de spot de pompe d'environ 5 μm de diamètre, la densité de porteurs calculée est d'environ 7.10^{19} cm^{-3} . Cette densité est nettement supérieure à la densité de pièges présents dans la couche de GaAs BT recuite (de l'ordre de 5.10^{17} à 5.10^{18} cm^{-3}). Dans de telles conditions expérimentales, on aboutit à une saturation des pièges et le temps de vie des porteurs n'est plus limité par le temps de piégeage des porteurs libres par les défauts mais par le temps de vidage de ces pièges. Des résultats similaires ont été observés récemment par Segsneider *et al* dans des conditions expérimentales voisines par spectroscopie THz résolue temporellement [32].

La saturation des pièges explique assez bien l'épaule observé sur la courbe de photoréflexance résolue temporellement. Cependant, en ce qui concerne les impulsions électriques mesurées, on observe non plus un épaulement mais une bosse dont l'amplitude peut dépasser celle du pic initial pour une tension de polarisation et une puissance optique de pompe élevées. Une simple interprétation en terme de saturation des pièges n'est plus suffisante pour expliquer ce phénomène.

Des études récentes réalisées, toujours par spectroscopie THz résolue temporellement, par Beard *et al* ont montré que la vitesse des porteurs dans le GaAs BT pouvait dépendre du temps et de l'énergie des photons incidents [33]. Ainsi, lorsque les électrons photogénérés ont un excédent énergétique important par rapport au minimum de la bande de conduction de GaAs (1.6 eV dans le cas des mesures de Beard soit une longueur d'onde optique de pompe de 400 nm), il se produit un passage des électrons en vallées latérales L et X . Leur masse effective élevée conduit à une vitesse nettement plus faible que pour des électrons en vallée Γ . La diffusion des électrons des états hauts de la vallée Γ aux vallées latérales est extrêmement rapide (de l'ordre de 10 fs). Au contraire, leur retour en vallée Γ après émission d'un phonon est gouvernée par le temps de relaxation des électrons en vallée Γ . Beard *et al* évaluent ce temps à environ 2 ps. Cette valeur correspond au délai séparant le pic initial du sommet de la bosse dans nos mesures. Etant donnée la diminution progressive de la masse effective des porteurs au cours de leur relaxation en vallée Γ , leur vitesse augmente également. Beard *et al* montrent que la mobilité des électrons augmente exponentiellement d'une valeur initiale de $392\text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ à une valeur finale de $1300\text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ avec une constante de temps d'environ 2 ps. L'ensemble de ces résultats permet

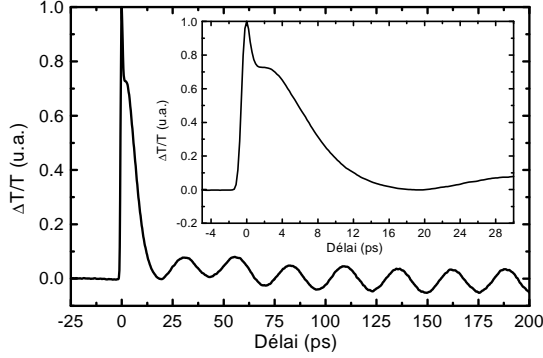


FIG. 3.35 – Mesure de réflectivité différentielle face arrière résolue temporellement sur GaAs BT. $P_{opt,pompe} = 3.7$ mW, $\lambda_{pompe} = 450$ nm. Encart : zoom sur l'impulsion initiale.

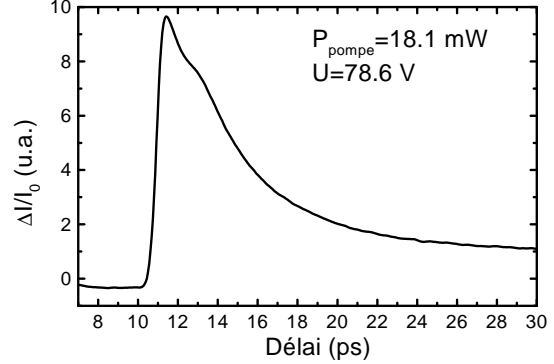


FIG. 3.36 – Impulsion électrique mesurée après environ $100 \mu\text{m}$ de propagation sur une ligne CPS 5/12.5/5

d'interpréter la forme des impulsions électriques mesurées : la première descente rapide est due aux électrons Γ capturés par les pièges ; lorsque ces pièges sont saturés, les électrons diffusés en vallées latérales relaxent progressivement leur énergie ; leur vitesse augmente pendant 2 ps ce qui aboutit à une remontée lente du signal électrique généré ; au-delà de 2 ps, le vidage des pièges accélère la capture des électrons relaxés et le signal électrique rediminue. La dépendance en puissance optique de l'amplitude de la bosse s'expliquent par la saturation des pièges. La dépendance en tension s'explique par la relation liant le champ électrique à la vitesse des porteurs libres.

Enfin, les impulsions électriques mesurées sur les lignes 5/12.5/5, générées par un flux de pompe plus faible (spot d'environ $12,5 \mu\text{m}$ de diamètre) et un champ électrique moyen entre les électrodes moins élevé, présentent un plus léger épaulement (cf. figure 3.36). Le temps de montée de 10 à 90 % de l'impulsion est de 630 fs, intermédiaire entre celui mesuré sur les lignes 5/5/5 et 10/25/10. Ce dernier résultat confirme l'importance de la distance inter-électrode sur la forme des impulsions électriques générées. Nous verrons également dans le chapitre 5 que les dimensions latérales des lignes ont un effet important sur les pertes de propagation (grandes distances pompe-sonde).

3.3.3 Mesure “à distance de propagation nulle”

Afin de mieux comprendre le fonctionnement du photocommutateur, nous avons tenté de mesurer le champ électrique sous un ruban directement au point de génération. Cette mesure est rendue possible d'une part grâce aux accès face-avant et face-arrière de notre montage expérimental, respectivement de la pompe et de la sonde, et d'autre part, grâce à l'absorption de la totalité du faisceau de pompe par le substrat (pas d'effet d'“éblouissement”). Ce type de mesure “à distance de propagation nulle” peut également être réalisé par échantillonnage électro-optique externe à l'aide d'une sonde en LiTaO_3 [34]. Dans ce cas, le passage du faisceau de pompe à l'intérieur du cristal électro-optique est nécessaire. Nous avons étudié deux types de lignes CPS de dimensions différentes : des lignes 10/25/10 et des lignes 5/5/5. Nous verrons que la distance inter-électrodes et même la largeur des électrodes conduisent à des différences importantes sur

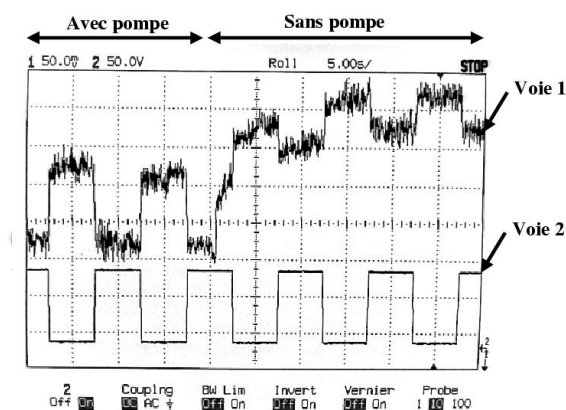


FIG. 3.37 – Signal détecté par la photodiode à distance de propagation nulle (voie 1 de l’oscilloscope) et tension crêteau délivrée par le GBF et appliquée à la ligne (voie 2 de l’oscilloscope). La sonde est focalisée sous le ruban **néglatif** d’une ligne CPS 10/25/10.

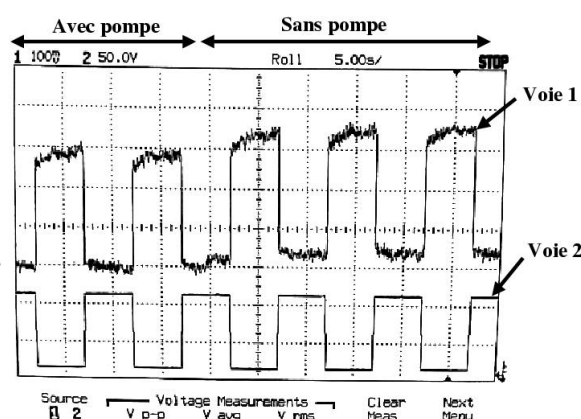


FIG. 3.38 – Signal détecté par la photodiode à distance de propagation nulle (voie 1 de l’oscilloscope) et tension crêteau délivrée par le GBF et appliquée à la ligne (voie 2 de l’oscilloscope). La sonde est focalisée sous le ruban **positif** d’une ligne CPS 10/25/10.

les signaux mesurés.

Etude du photocommutateur 10/25/10

Dans l’expérience que nous avons réalisée, le faisceau de pompe est focalisé et recouvre la totalité de l’espace inter-électrode et le faisceau de sonde est focalisé à sa taille minimale ($\approx 2 \mu\text{m}$) à la même position longitudinale sur la ligne mais sous une électrode (décalage latéral). Cette configuration grâce à l’effet d’ombre permet de minimiser voire d’annuler le signal d’effet “pompe-sonde” classique (modification d’absorption par remplissage des bandes).

La première conséquence de la proximité des faisceaux optiques de pompe et de sonde est bien entendu une augmentation très importante des effets thermiques. Ces effets se manifestent tout d’abord par une variation de la valeur moyenne du signal détecté par la photodiode due à un changement du coefficient de réflexion de l’interface GaAs/Ti sous l’électrode. Cette variation est due à une modification des parties réelles et imaginaires de l’indice du semiconducteur (variation du gap avec la température). Les photographies des figures 3.37 et 3.38 montrent les variations du signal détecté par la photodiode (voie 1 de l’oscilloscope) lorsque la ligne est polarisée par une tension crêteau 0-100 V (voie 2 de l’oscilloscope) et la sonde focalisée sous l’électrode négative ou sous l’électrode positive. Dans les deux cas, la ligne à retard est réglée de manière à ce que les impulsions de sonde se réfléchissent sous l’électrode bien avant que celles de pompe soient absorbées par le semiconducteur (délai négatif avec notre convention habituelle). On remarque comme attendu une diminution du signal collecté par la photodiode lorsque le champ électrique sous les lignes est maximal (état haut du crêteau de tension). L’oscilloscope est en mode défilement et la fréquence du GBF est de 0,1 Hz. A partir du milieu du troisième crêteau, la pompe, qui éclaire initialement la ligne, est cachée. On observe alors une lente remontée de la valeur moyenne du signal sous chacune des électrodes. Cette remontée s’explique par une diminution de l’absorption de la sonde dans le semiconducteur due à une diminution de la température (déplacement du gap). D’autre part, on observe également une modification de

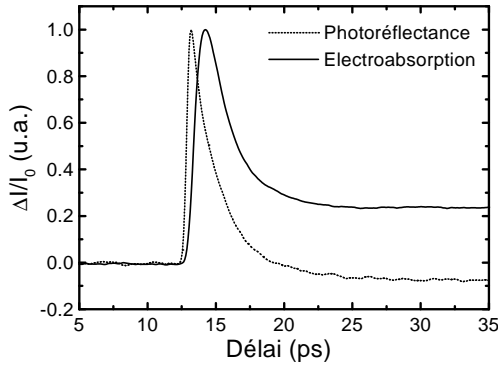


FIG. 3.39 – Comparaison des signaux de photoréflectance résolue temporellement et d'échantillonnage d'électroabsorption à distance "zéro" ($U=90$ V).

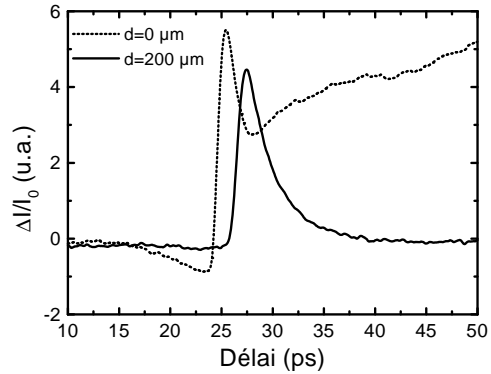


FIG. 3.40 – Signal détecté sur une ligne 10/25/10 à distance "0" et après 200 μm de propagation. La tension appliquée à la ligne est de 72.3 V et la puissance optique de pompe d'environ 10 mW.

l'amplitude de l'effet d'électroabsorption en particulier sous l'électrode négative. La modulation du signal détecté sous le ruban négatif diminue d'un facteur 2 lorsqu'on coupe le faisceau de pompe alors qu'elle est quasi-constante en valeur relative sous le ruban positif. Ce deuxième effet s'explique également par la variation du gap. Un gradient thermique induit par l'échauffement dû à la pompe existe à partir de la surface du substrat. Il entraîne une diminution de l'énergie de bande interdite de GaAs dans la zone sondée alors qu'elle varie peu dans le reste du substrat. Ce décalage en énergie entraîne une augmentation de l'effet Franz-Keldysh lorsque la pompe est présente (l'énergie des photons de sonde étant constante, on se rapproche du gap). La non-linéarité de l'effet Franz-Keldysh aux faibles champs électriques explique une plus grande sensibilité au décalage en énergie de la bande interdite de GaAs lorsque la sonde est positionnée sous l'électrode négative (le champ électrique y est plus faible que sous l'électrode positive).

Deux mesures ont été réalisées afin de comparer le temps de réponse du GaAs BT et celui du photocommutateur 10/25/10 sous une excitation optique de longueur d'onde bleue. La première a consisté à polariser la ligne sous une tension de 90 V et à mesurer la variation relative d'intensité de sonde collectée par la photodiode. La courbe obtenue est représentée en trait plein sur la figure 3.39. Le temps de montée de 10 % à 90 % de l'impulsion est de 880 fs. D'autre part, le signal mesuré ne retombe pas à zéro aux délais longs (> 20 ps) mais présente une composante continue quasi-constante sur la plage temporelle observée.

La deuxième mesure a consisté à superposer les spots de pompe et de sonde en dehors des lignes (dont la tension est coupée). Le réglage est effectué uniquement par un léger décalage vertical de l'échantillon et du spot de pompe : les tailles de spot et les puissances optiques des faisceaux ne sont donc pas modifiées. Le signal mesuré (courbe en pointillé de la figure 3.39) correspond à une mesure pompe-sonde classique, c'est-à-dire à une modification d'absorption de la sonde induite par le remplissage des bandes et dû à l'absorption de la pompe. Sur la figure 3.39, nous avons inversé le signe de la courbe pompe-sonde pour pouvoir comparer les formes temporelles des signaux obtenus dans les deux expériences. Dans la réalité, le signal correspond

à une augmentation d'absorption de la sonde (donc à une diminution du signal collecté par la photodiode). Cet effet est dû au fait que les photons de sonde ont une énergie légèrement inférieure au gap : le remplissage des bandes par la pompe conduit à un phénomène d'absorption photoinduite et non de saturation d'absorption [35]. D'autre part, on remarque sur la courbe de photoréfectance un temps de montée de 10 % à 90 % de 400 fs suivi d'une décroissance exponentielle avec un temps caractéristique (en $1/e$) égal à 1.9 ps. Aux délais plus longs, on remarque que le signal détecté est légèrement négatif ; le retour à l'équilibre s'établit sur une échelle de temps plus grande que la plage temporelle observée.

La densité importante d'accepteurs résiduels dans la couche de GaAs BT conduit à une densité importante de donneurs profonds ionisés. De ce fait, la densité de pièges est plus importante pour les électrons que pour les trous, ce qui conduit à une décroissance rapide de la densité d'électron en bande de conduction comparée à la densité de trous en bande de valence. La décroissance s'effectuant avec une constante de temps de 1.9 ps sur la courbe de photoréfectance est donc associée à la diminution du nombre d'électrons en bande de conduction. La partie négative présentant une constante de temps très lente peut être associée à la densité de trous en bande de valence [36].

La comparaison des signaux électriques et de photoréfectance permet tout d'abord d'observer une nette différence sur les temps de montée des deux impulsions. Alors qu'il ne correspond qu'à une convolution des impulsions de pompe par celles de sonde dans le cas de la mesure de photoréfectance, ce temps fait intervenir la vitesse des porteurs et la taille du spot de pompe dans le cas de la mesure d'impulsions électriques (cf. paragraphe "influence de la largeur de la ligne sur la génération"). Ces dernières atteignent ainsi leur maximum d'amplitude seulement 1 ps après que la densité d'électrons en bande de conduction soit maximale. En ce qui concerne la décroissance des impulsions, elle se fait avec une pente initiale identique dans les mesures. Aux temps plus longs, plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer la composante continue que présentent les impulsions électriques.

La première consiste à relier cette décroissance lente à celle observée sur les mesures de photoréfectance. On attribue alors la diminution de champ électrique entre les électrodes à un courant de trous. Etant donnée la faible mobilité des trous, cette hypothèse est peu probable, d'autant que d'autres mesures ont permis d'observer que la composante continue observée sur les mesures électriques à distance "zéro" présentait un signe et une amplitude très dépendante des réglages de la pompe et de la sonde. Cette dépendance est similaire à celle observée dans [22] ou [38] par une mesure électro-optique sur une ligne déposée sur GaAs SI. Dans ces articles, la forme temporelle des signaux électriques mesurés est différente suivant que le recouvrement de l'espace inter-électrodes par la pompe est partiel ou non ainsi que suivant la position latérale entre les rubans des spots de pompe et de sonde. Dans une autre configuration de réglage des spots de pompe et de sonde et sur une ligne similaire, nous avons ainsi mesuré à distance de propagation nulle l'impulsion électrique présentée en pointillé sur la figure 3.40. La composante suivant l'impulsion électrique est cette fois d'amplitude plus importante et continue à augmenter sur une échelle de temps de plusieurs dizaines de picosecondes. Lorsqu'on éloigne longitudinalement le spot de sonde du point de génération, la composante lente suivant l'impulsion électrique disparaît (cf. courbe en trait plein de la figure 3.40). Il s'agit donc probablement d'un réarrangement local de la répartition du champ électrique et la différence de potentiel entre les rubans ne change pas. La perturbation électrique observée ne se couple pas au mode TEM de la ligne CPS et donc ne se propage pas.

e perturbation locale du champ électrique qui ne se couple pas avec le mode TEM de la ligne

coplanaire et donc ne se propage pas. Des études complémentaires seraient toutefois nécessaires pour mieux comprendre ce phénomène.

Etude du photocommutateur 5/5/5

Dans le cas du photocommutateur 5/5/5, la distance inter-électrodes et la largeur des rubans sont tellement petites que le réglage de la sonde au maximum d'électroabsorption et celui de la pompe au maximum de photocourant conduisent à une superposition partielle des deux spots. Ainsi, comme nous allons le voir, l'interprétation des mesures obtenues est encore plus complexe que dans le cas du photocommutateur 10/25/10. On assiste en effet à la fois à un effet d'absorption photoinduite de la sonde par le remplissage des bandes par la pompe mais également à une modification d'électroabsorption suite à l'écrantage du champ électrique entre les rubans par la pompe. D'autre part, d'autres effets plus complexes tels que des effets thermiques ou des effets de réarrangement du champ électrique entre les rubans après écrantage conduisent à des phénomènes faisant intervenir des constantes de temps de plusieurs dizaines voire centaines de picosecondes.

De manière à pouvoir distinguer les effets purement optiques des effets électriques, différentes séries de mesures ont été réalisées. La première étape consiste bien entendu à optimiser les réglages de sonde et de pompe pour obtenir la meilleure sensibilité aux variations de champ électrique entre les rubans en ce qui concerne la détection et la meilleure efficacité de switch en ce qui concerne la génération. Puis, des mesures résolues temporellement en modulation optique (hacheur mécanique sur le trajet de pompe) sans tension entre les rubans ont permis d'évaluer le signal dû à l'absorption photoinduite de la sonde par la pompe (figure 3.41). Ensuite la ligne est polarisée à l'aide du GBF par une tension crête à crête 0-40 V à quelques kHz et le signal de photodiode est démodulé à cette fréquence. A la différence de la configuration utilisée pour les réglages de la sonde, la mesure est ici résolue temporellement par une variation du délai pompe-sonde (le hacheur mécanique est ici retiré du trajet de la pompe). Cette mesure nous indique les effets de la pompe sur la sonde intervenant via le champ électrique de la ligne. Elle permet en première approximation de faire abstraction du phénomène d'absorption photoinduite (phénomène purement optique). On mesure dans ce cas la courbe en pointillé de la figure 3.41. Enfin, une mesure résolue temporellement en modulation optique (utilisation du hacheur) et sous champ électrique ($U = 40$ V) montre une compétition entre l'effet d'absorption photoinduite observé à champ nul et les effets électriques (électroabsorption et autres). La différence des courbes obtenues en modulation optique sous champ et à champ nul permet de retrouver la courbe obtenue en modulation électrique. Comme dans le cas des mesures réalisées sur les photocommutateurs 10/25/10, on observe une évolution lente et locale du champ électrique à la suite de l'impulsion principale.

Ces derniers résultats montrent toute l'importance d'effectuer les mesures électromagnétiques en séparant les spots de pompe et de sonde de plusieurs dizaines de microns. De cette manière, on s'affranchit d'une multitude d'effets parasites, souvent très éloignés des phénomènes électromagnétiques que l'on désire observer. C'est dans ces conditions qu'ont été réalisées les caractérisations présentées dans le chapitre 5.

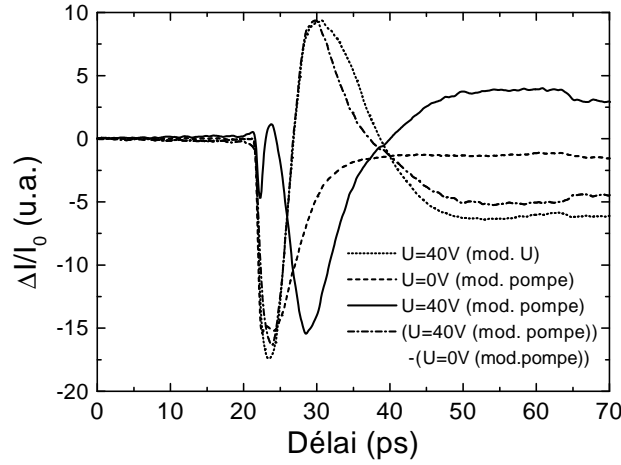


FIG. 3.41 – Signal détecté à distance “0” sur une ligne 5/5/5 en fonction du type de modulation utilisé. La courbe mesurée en modulation électrique est comparée à la différence des deux autres. Les composantes continues des différents signaux ont été soustraites.

3.4 Echantillonnage Franz-Keldysh d'impulsions électriques picoseconde sur une ligne microruban

Pour étudier la propagation d'une impulsion électrique sur la ligne microruban dont la réalisation est détaillée dans le chapitre 2, deux problèmes se posent : comment détecter le signal électrique par une mesure de l'électroabsorption qu'il induit dans le substrat ? Comment générer l'impulsion électrique en l'absence d'une couche de GaAs BT ?

3.4.1 Détection par effet Franz-Keldysh dans une structure verticale

La réalisation de fentes semi-transparentes dans le plan de masse nous permet d'adopter une technique de détection similaire à celle utilisée pour les lignes CPS (configuration verticale du dispositif de mesure pompe-sonde). Le faisceau de sonde est focalisé à travers le substrat (constitué par l'empilement de la lame de verre, de la couche de BCB ayant servi au collage, de la couche de nitrure anti-réfléchissante, de la couche de 10 nm d'or et du substrat aminci de GaAs). Le faisceau de sonde, après réflexion sur l'arrière du ruban, parcourt le trajet inverse et est collecté sur la photodiode (figure 3.42). Cette configuration permet la mesure de l'électroabsorption induite dans le substrat de GaAs SI par l'impulsion électrique se propageant sur la ligne.

La courbe de la figure 3.43 traduit la variation d'électroabsorption induite dans cette configuration par un champ électrique lentement variable (modulation crêteau à l'aide du GBF). On remarque une dépendance de la sensibilité par rapport au signe de la polarisation appliquée à la ligne microruban (effet d'électroabsorption plus important lorsque le ruban est porté à un potentiel négatif par rapport au plan de masse). Cette asymétrie se remarque également sur le courant d'obscurité puisque l'on observe plusieurs milliampères de courant de fuite lorsque le ruban est polarisé à +30 V par rapport au plan de masse et un courant de fuite quasi-nul dans la configuration inverse. Cette asymétrie peut s'expliquer par les différences de contact

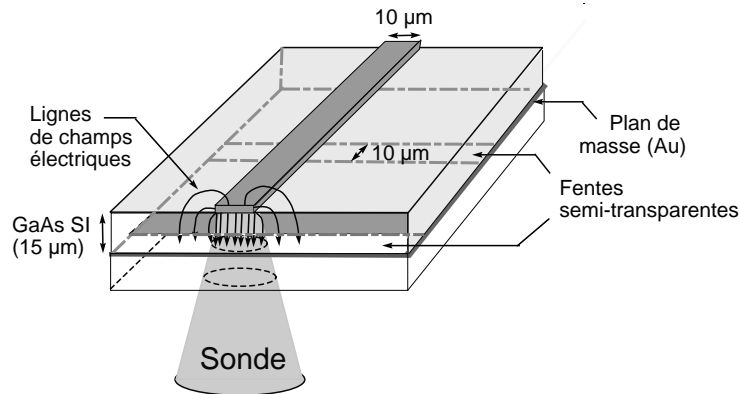


FIG. 3.42 – Parcours du faisceau de sonde à travers l'échantillon.

métal/semiconducteur entre le ruban et le plan de masse. On peut modéliser ces contacts par deux diodes schottky de sections très différentes en série (têtes bèches). La diode de grande section (côté plan de masse) est peu efficace en régime de blocage : elle a un comportement quasi-ohmique. C'est donc l'effet schottky du contact entre le ruban et le semiconducteur qui domine, ce qui explique l'apparition d'un courant de fuite lorsque cette diode est polarisée en direct.

En ce qui concerne la résolution temporelle de la mesure, elle est essentiellement limitée par le temps de transit du faisceau de sonde dans la zone de champ électrique. Pour une épaisseur de substrat de $15 \mu\text{m}$, la résolution est donc d'environ 350 fs .

3.4.2 Comment générer une impulsion électrique ultra-rapide sans matériau à temps de vie court ?

Deux solutions peuvent être envisagées : une excitation de la ligne par un photocommutateur de type "Auston", c'est-à-dire en utilisant la coupure de $5 \mu\text{m}$ dans le microruban et une longueur d'onde optique assez courte (obtenue par génération de la seconde harmonique du faisceau laser) (cf. figure 3.44) ou une excitation de la ligne par "contact glissant" entre le ruban et le plan de masse (cf. figure 3.45). Cette deuxième solution est possible si l'on profite de l'électroabsorption induite dans le substrat par le champ électrique. La valeur de l'absorption induite par le champ électrique à énergie photonique inférieure à la bande interdite est en effet plus faible qu'à énergie photonique supérieure au gap, ce qui permet une longueur d'absorption du faisceau optique suffisante pour réaliser un court-circuit efficace entre le ruban et le plan de masse. Pour réaliser ce type d'excitation, il faut que les longueurs d'onde optique de pompe et de sonde soient identiques puisque fixées par la position spectrale du maximum d'effet Franz-Keldysh (soit 900 nm environ).

De façon un peu inattendue, la deuxième solution s'est avérée plus efficace pour la génération, en terme de durée d'impulsion (ou étendue spectrale) et de rapport signal/bruit. Comme le montre la figure 3.46, la forme du signal électrique généré est très dépendante de la tension de polarisation. Ainsi, on obtient un signal plus rapide lorsque le potentiel du ruban est négatif par rapport au plan de masse. En fait, le signal détecté est composé d'un premier pic très rapide suivi d'un échelon plus lent et le rapport d'amplitude de ces deux composantes évolue fortement avec la valeur et le signe de la tension de polarisation. Pour une tension de -25 V , on obtient

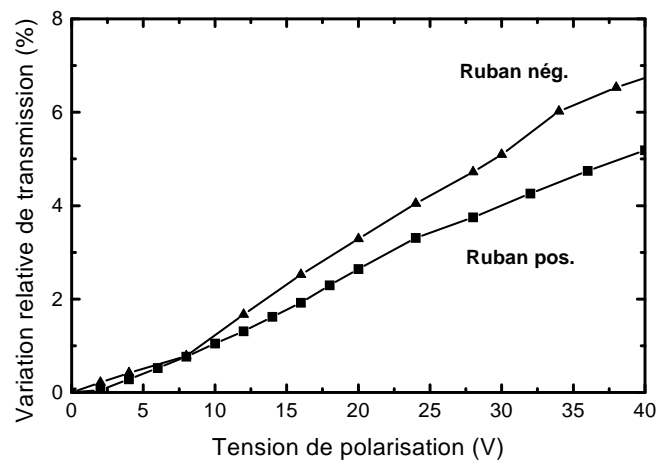


FIG. 3.43 – Variation relative de l'intensité lumineuse détecté par la photodiode en fonction de la tension appliquée à la ligne microruban (triangles : ruban à la cathode, carrés : ruban à l'anode)

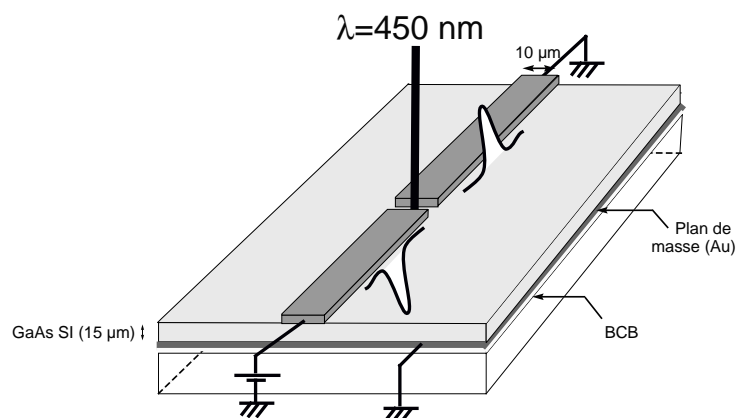


FIG. 3.44 – Excitation “série” de la ligne microruban

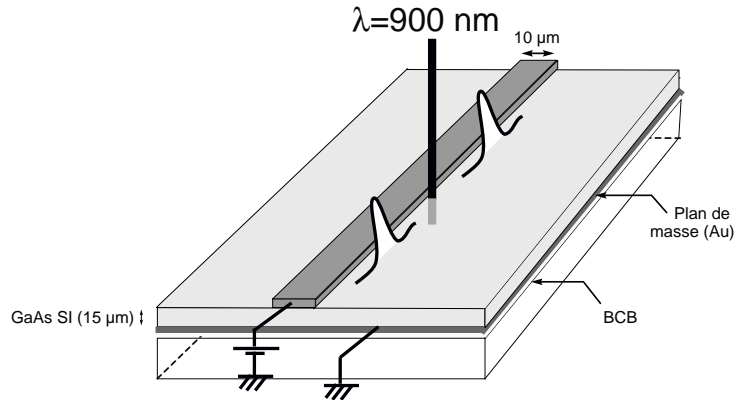


FIG. 3.45 – Excitation “parallèle” de la ligne microruban (contact glissant)

quasiment une impulsion dont la durée à mi-hauteur est d'environ 1 ps. Comment expliquer ce résultat alors que les porteurs générés optiquement dans le GaAs SI ont un temps de vie de plusieurs centaines de picosecondes ?

Plusieurs interprétations de ce phénomène sont possibles.

La photoconductivité virtuelle ?

En 1989, Yablonovitch *et al* [39] ont montré théoriquement qu'un matériau photoconducteur pouvait présenter une forte réponse réactive lorsque qu'il est éclairé par une radiation optique dont l'énergie des photons est légèrement inférieure à son énergie de bande interdite. Cela signifie que les photons d'énergie légèrement inférieure au gap peuvent produire une paire électron-trou “virtuelle”. Ces porteurs ne sont pas libres mais liés par une énergie égale à la différence d'énergie entre le photon incident et la bande interdite photonique. Si cette différence est faible, la paire électron-trou est peu liée et donc facilement polarisable par le champ électrique statique auquel est soumis le matériau photoconducteur. Cet effet, d'autant plus important que le signal optique exciteur est rapide, peut être vu comme la réciproque de l'effet Franz-Keldysh Dynamique [40]. La modification de la polarisation du matériau peut également être vu comme une susceptibilité optique non-linéaire d'ordre 3.

La vérification expérimentale de cette prédiction fut rapportée par Hu *et al* en 1991 par une mesure du champ électromagnétique THz rayonné grâce au champ de surface d'un substrat de GaAs [40]. Une publication postérieure [41] a montré que le changement de signe observé sur le signal THz lorsque l'énergie des photons incidents est inférieure au gap était en fait dû à un effet de rectification optique à la surface du GaAs, résonant près de l'énergie de bande interdite. Dans les deux cas, la réponse du matériau semiconducteur à l'excitation laser impulsionnelle reflète directement la durée du signal optique (de l'ordre de 100 fs). La durée (de l'ordre de la picoseconde) et l'amplitude du transitoire électrique mesuré semblent difficilement compatibles avec de tels effets extrêmement rapides et d'amplitude relativement faible par rapport à une photoconduction “réelle”. La dépendance en tension de la forme temporelle du signal est également difficilement explicable.

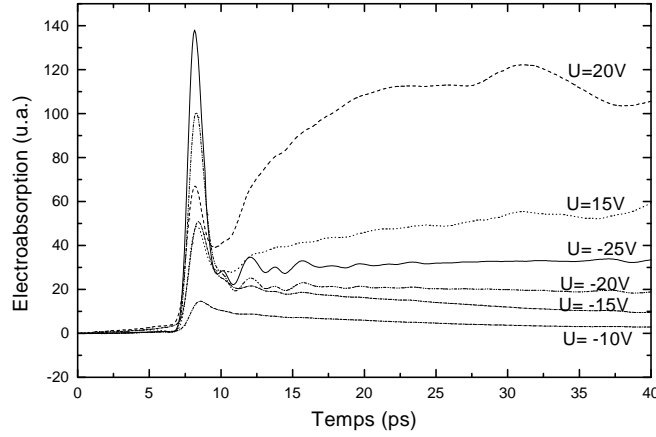


FIG. 3.46 – Signaux électriques mesurés sur la ligne microruban en fonction de la tension de polarisation $U = V_{ruban} - V_{masse}$. La distance de propagation est ici d'environ $80 \mu\text{m}$.

Survitesse ?

La vitesse des électrons dans un matériau semiconducteur soumis à un champ électrique dépend de trois paramètres : l'amplitude du champ électrique, la masse des électrons et le temps de relaxation énergétique, c'est-à-dire le temps moyen entre deux collisions de l'électron avec le réseau cristallin (émission de phonons) ou avec des défauts. A faible champ, ces deux derniers paramètres permettent de définir une mobilité des électrons qui relie linéairement leur vitesse au champ électrique. Cependant, ces relations valables en régime établi ne sont plus vérifiées aux temps très courts c'est-à-dire lorsque l'échelle des temps observés n'est pas très grande devant le temps de relaxation énergétique. En effet, plusieurs auteurs ont montré que lorsque des électrons générés en vallée Γ dans le GaAs subissent une accélération due au champ électrique, ils présentent pendant quelques centaines de femtosecondes une vitesse supérieure à celle qu'ils ont en régime établi. Cette "survitesse" se termine par le transfert des électrons Γ vers la vallée L où leur masse effective augmente et leur vitesse est réduite. La durée du phénomène de survitesse est donc de l'ordre du temps de transfert inter-vallées. Ce temps dépend bien entendu de l'énergie cinétique des électrons. L'observation expérimentale du phénomène de survitesse et sa confrontation à des simulations Monte-Carlo ont fait l'objet de nombreuses études et également de nombreuses controverses [42, 43, 44, 45, 46]. Ces études dynamiques dont la résolution est de quelques centaines de femtosecondes ont notamment établi que l'observation du phénomène de survitesse après l'excitation optique de porteurs dépend fortement de la longueur d'onde excitatrice. Moins les électrons générés présentent un excédent énergétique par rapport au minimum de la bande de conduction, plus leur temps de transfert en vallée latérale est allongé et le phénomène de survitesse est alors plus important. Si l'on interprète les résultats obtenus sur les lignes micro-rubans en terme de survitesse des porteurs photogénérés, on peut expliquer l'amplitude du transitoire observé pour des tensions négatives élevées. Cette amplitude et l'évolution de la forme temporelle des impulsions avec la tension appliquée à la ligne sont également cohérentes avec les simulations Monte-Carlo effectuées par Abe *et al* [47]. Cependant, cette étude récente confrontée à des mesures de rayonnement THz montre également que les

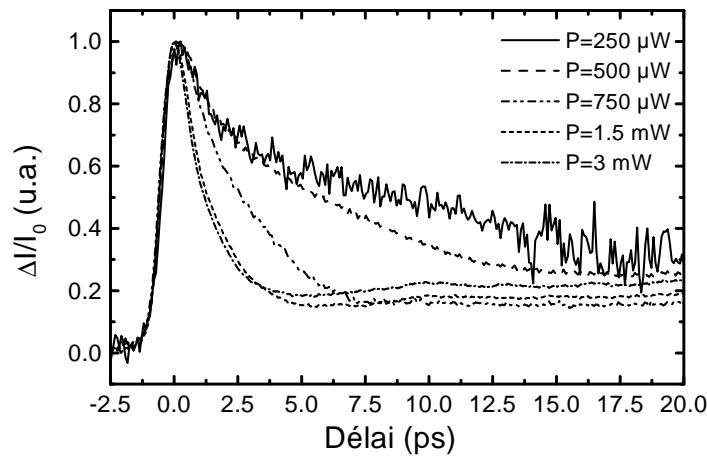


FIG. 3.47 – Evolution de la forme temporelle des signaux électriques générés sur la ligne micro-ruban en fonction de la puissance optique de pompe. Les signaux sont normalisés pour comparaison.

temps mis en jeu sont de l'ordre de 100 à 200 fs soit beaucoup plus courts que les temps mesurés ici. L'élargissement temporel dû à la convolution de la réponse du photoconducteur par la mesure ne suffit pas à expliquer cet écart. Un autre élément permet d'éliminer la survitesse comme une explication du transitoire rapide observé, il s'agit de la dépendance de la forme temporelle du signal électrique généré en fonction de la puissance optique de pompe (figure 3.47). En effet, la durée du phénomène de survitesse ne dépend pas a priori de la puissance optique injectée alors que les résultats obtenus montrent que la durée du transitoire observé diminue avec la densité de porteurs injectés. Un résultat similaire observé par des simulations Monte-Carlo par Evan Iverson *et al* est attribué au courant de déplacement généré lors de l'excitation [43].

Courant de déplacement et courant de conduction

La dépendance au signe de la tension appliquée à la ligne, observée à la fois sur le courant de fuite et sur l'amplitude de l'électroabsorption, montre une dissymétrie de la répartition du champ électrique entre les électrodes comme dans le cas de la ligne CPS. L'utilisation de l'effet d'électroabsorption Franz-Keldysh pour absorber le faisceau de pompe sur l'épaisseur de la ligne conduit donc à une distribution non-homogène de la densité de porteurs photogénérés entre les électrodes. Ce type d'illumination est proche de la méthode utilisée dans le cas de lignes CPS pour générer des impulsions électriques rapides à partir d'un matériau semi-isolant à temps de vie long. En effet, plusieurs études ont montré qu'une illumination partielle de l'espace inter-électrode d'une ligne planaire conduisait à la génération d'un transitoire électrique très rapide dû à un écrantage local du champ électrique. D'après les équations de Maxwell, toute variation temporelle du champ électrique produit en effet un courant de déplacement dont la durée est fixée par le temps avec lequel le champ électrique se redistribue entre les électrodes. Après cette redistribution du champ électrique, les porteurs photogénérés se recombinent ou sont collectés par les électrodes. Ce second processus plus lent conduit à la génération d'un signal électrique d'autant plus faible que l'illumination de l'espace inter-électrodes est partielle.

L'application de cette théorie développée par Sano et Shibata [37] à notre cas permet d'expliquer assez bien la forme temporelle des signaux mesurés et en particulier la dépendance de cette allure au signe et à l'amplitude de la tension appliquée à la ligne. En effet, suivant la distribution du champ électrique entre les électrodes, distribution dépendante du signe et de l'amplitude de la tension appliquée, on observe une contribution plus ou moins importante du courant de déplacement par rapport au courant de conduction, ce qui conduit à une prédominance plus ou moins importante du signal transitoire ultra-rapide généré par rapport à l'échelon de tension suivant beaucoup plus lent. Lorsque la densité de porteurs photogénérés augmente, l'écrantage du champ électrique est plus efficace et le courant de déplacement plus important, ce qui explique que la forme des signaux électriques générés dépende de la puissance optique de pompe.

Parmi les multiples hypothèses avancées pour l'explication de la forme temporelle du signal électrique généré, la dernière semble la plus probable. Un résultat important est que cette méthode de génération permet d'ajuster la durée des impulsions électriques générées par le réglage de la tension appliquée à la ligne et de la puissance optique. Nous verrons de plus dans le chapitre 5 que la ligne réalisée présente des caractéristiques de propagation tout à fait intéressantes et qu'il est possible d'éliminer la composante lente du signal généré par un couplage capacitif.

3.5 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que l'effet d'électroabsorption Franz-Keldysh pouvait être utilisé pour la mesure d'impulsions électriques picosecondes guidées. La méthode d'échantillonnage mise en place est versatile et peut s'adapter aussi bien à des lignes de transmission planaires que verticales ou à l'étude de photocommutateurs ultra-rapides. Cependant, nous avons pu nous rendre compte d'un certain nombre de limites liées au dispositif de mesure. Parmi ces limites, la nécessité d'utiliser un faisceau laser bleu pour la génération d'impulsions électriques sur une ligne planaire constitue un handicap sérieux puisque cela entraîne un allongement du temps de réponse du GaAs BT et une densité de porteurs photogénérés telle qu'on atteint les limites du matériau en terme de densité de pièges. En réalité ce problème de pompe bleue est liée au fait que la longueur d'onde du faisceau de sortie du laser est imposée par l'énergie de bande interdite du substrat semiconducteur. C'est la résonance de l'effet d'électroabsorption Franz-Keldysh à proximité du gap des semiconducteurs qui est responsable de cette dépendance. Nous verrons dans le chapitre suivant comment ces handicaps ont été surmontés pour aboutir à un dispositif de mesure plus général.

Bibliographie

- [1] W.Franz, Z.Naturforsch. **13a**, p. 484 (1958).
- [2] L.V.Keldysh, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. **34**, p. 1138 (1958), English transl. : Soviet Phys. JETP **7**, 788 (1958)
- [3] P.T.Yu, M.Cardonna, “Fundamentals of Semiconductors, Physics and Materials Properties”, Springer (1996).
- [4] K.W.Boer, H.J.Hansche. and V.Kummel, Z. Physik **155**, p. 170 (1959)
- [5] B.R.Bennett et R.A.Soref, “Electrorefraction and electroabsorption in InP, GaAs, GaSb, InAs, and InSb”, IEEE J. Quantum Electron., vol. **QE-23**, p. 2159 (1987).
- [6] S.Schmitt-Rink, D.S.Chemla, W.H.Knox, and D.A.B.Miller, “How fast is excitonic electroabsorption?”, Opt. Lett. **15**, p. 60 (1990).
- [7] P.Tayebati, “High contrast, high reflectivity, optical modulator using the Franz-Keldysh effect in a thin film of GaAs”, Appl. Phys. Lett. **63**, p. 2878 (1993).
- [8] T.E.Van Eck, L.M.Walpita,W.S.C. Chang and H.H. Wieder, “Franz-Keldysh electrorefraction and electroabsorption in bulk InP and GaAs”, Appl. Phys. Lett. **48**, p. 451 (1986).
- [9] M.Ruff, D.Streb, S.Tautz, P.Kiesel, B.Knupfer, M.Kneissl, N.Linder, G.H.Dohler and U.D.Keil, “Polarization dependance of the electroabsorption in low-temperature grown GaAs for above band-gap energies”, Appl. Phys. Lett. **68**, p. 2968 (1996).
- [10] S.U.Dankowski, P.Kiesel, M.Ruff, D.Streb, S.Tautz, U.D.Keil, C.B.Sorensen, B.Knupfer, M.Kneissl and G.H.Dohler, “Optical and electro-optical investigation of low-temperature grown GaAs”, Mater. Sci. Eng., **B 44**, p. 316 (1997)
- [11] D.D.Nolte, M.R.Melloch, J.M.Woodall and S.J.Ralph, “Enhanced electro-optic properties of low-temperature-growth GaAs and AlGaAs”, Appl. Phys. Lett. **62**, p. 1356 (1993)
- [12] U.D.Keil, J.M.Hvam, S.Tautz, S.U.Dankowski, P.Kiesel and G.H.Dohler, “Femtosecond differential transmission measurements on low temperature GaAs metal-semiconductor-metal structures”, Appl. Phys. Lett. **70**, p. 72 (1997).
- [13] H.Heesel, S.Hunsche, H.Mikkelsen, T.Dekorsy, K.Leo, and H.Kurz, “Dynamics of electric field screening in a bulk GaAs modulator”, Phys. Rev. B **47**, p. 16000 (1993).
- [14] G.C.Cho, H.J.Bakker, T.Dekorsy, and H.Kurz, “Time-resolved observation of coherent phonons by the Franz-Keldysh effect”, Phys. rev. B **53**, p. 6904 (1996).
- [15] M.Eckardt, A.Schwanhäuber, L.Robeldo, S.Malzer, G.H.Döhler, M.Betz, and A.Leitenstorfer, “THz carrier oscillations in GaAs heterostructures detected via two color femtosecond pump probe spectroscopy”, Physica B **314**, p. 154 (2002).

- [16] W.H.Knox, "Quantum wells for femtosecond optoelectronics applications", *Appl. Phys. A* **53**, p. 503 (1991).
- [17] Y.Yacoby, "High frequency Franz-Keldysh effect", *Phys. Rev.* **169**, p. 610 (1968).
- [18] A.P.Jauho and K.Johnsen, "Dynamical Franz-Keldysh effect", *Phys. Rev. Lett.* **76**, p. 4576 (1996)
- [19] K.B.Nordstrom, K.Johnsen, S.J.Allen, A.-P.Jauho, B.Birnir, J.Kono, T.Noda, H.Akiyama, and H.Sakaki, "Excitonic dynamical Franz-Keldysh effect", *Phys. Rev. Lett.* **81**, p. 457 (1998).
- [20] A.H.Chin, J.M.Bakker, and J.Kono, "Ultrafast Electroabsorption at the transition between classical and quantum response", *Phys. Rev. Lett.* **85**, p. 3293 (2000).
- [21] A.Frova, P.Handler, F.A.Germano, and D.E.Aspnes, "Electro-absorption Effects at the band edges of silicon and germanium", *Phys. Rev.* **145**, p. 575 (1966).
- [22] D.Krökel, D.Grischkowsky and M.B.Ketchen, "Subpicosecond electrical pulse generation using photoconductive switches with long carrier lifetimes", *Appl. Phys. Lett.* **54**, p. 1046 (1989)
- [23] S.E.Ralph, D.Grischkowsky, "Trap-enhanced electric fields in semi-insulators : the role of electrical and optical carrier injection", *Appl. Phys. Lett.* **59**, p. 1972 (1991)
- [24] C-C.Wang, M.currie, R.Sobolewski and T.Y.Hsiang, "Subpicosecond electrical pulse generation by edge illumination of silicon and indium phosphide photoconductive switches", *Appl. Phys. Lett.* **67**, p. 79 (1995)
- [25] J.-F.Lampin, L.Desplanque and F.Mollot, "Detection of picosecond electrical pulses by the intrinsic Franz-Keldysh effect", *Appl. Phys. Lett.* **78**, p. 4103 (2001).
- [26] I.Tkach, K.Krambrock, C.Steen, P.Kiesel and J.-M.Spaeth, "Magneto-optical and ODEPR investigations of native defects in substrate-free LT-MBE grown GaAs", *Physica B* **308-310**, p. 749 (2001).
- [27] J.C.Adams, C.D.Capps, R.A.Falk, and S.G.Ferrier, "Below band-gap electroabsorption in bulk semi-insulating GaAs", *Appl. Phys. Lett.* **63**, p. 633 (1993).
- [28] M.Y.Frankel, J.F.Whitaker, G.A.Mourou, F.W.Smith and A.R.Calawa, "High-Voltage Picosecond Photoconductor Switch Based on Low-Temperature-Grown GaAs", *IEEE Trans. Electron. Devices*, **37**, p. 2493 (1990).
- [29] P.R.Smith, D.H.Auston and M.C.Nuss, "Subpicosecond photoconducting dipole antennas", *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24**, p. 255 (1988).
- [30] S.-G. Park, M.R.Melloch and A.M.Weiner, "Comparison of terahertz waveforms measured by electro-optic and photoconductive sampling", *Appl. Phys. Lett.* **73**, p. 3184 (1998).
- [31] H.N.Lin, R.J.Stoner, J.Tauc and H.J.Maris, "Phono Attenuation and Velocity Measurements in Transparent Materials by Picosecond Acoustic Interferometry", *J. Appl. Phys.* **69**, p. 3816 (1991).
- [32] G.Segsneider, F.Jacob, T.Löffler, H.G.Roskos, S.Tautz, P.Kiesel and G.Döhler, "Free-carrier dynamics in low-temperature-grown GaAs at high excitation densities investigated by time-domain terahertz spectroscopy", *Phys. Rev. B* **65**, p. 125205 (2002).
- [33] M.C.Beard, G.M.Turner and C.A.Schuttenmaer, "Subpicosecond carrier dynamics in low-temperature grown GaAs as measured by time-resolved terahertz spectroscopy", *J. Appl. Phys.* **90**, p. 5915 (2001).

-
- [34] U.D.Keil and D.R.Dykaar, “Electro-optic sampling and carrier dynamics at zero distance propagation”, *Appl. Phys. Lett.* **61**, p. 1504 (1992).
- [35] F.-X.Camescasse, “Etude femtoseconde de la relaxation des électrons dans les semi-conducteurs en régime non-markovien”, Thèse de doctorat de l’école Polytechnique (Juin 1998).
- [36] V.Ortiz, J.Nagle, and A.Alexandrou, “Influence of the hole population on the transient reflectivity signal of annealed low-temperature-grown GaAs”, *Appl. Phys. Lett.* **80**, p. 2505 (2002).
- [37] E.Sano and T.Shibata, “Mechanism of subpicosecond electrical pulse generation by asymmetric excitation”, *Appl. Phys. Lett.* **55**, p. 2748 (1989).
- [38] S.Alexandrou, C.-C.Wang, R.Sobolewski, and T.Y.Hsiang, “Generation of subpicosecond electrical pulses by nonuniform illumination of GaAs Transmission-line gaps”, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, p. 1332 (1994).
- [39] E.Yablonovitch, J.P.Heritage, D.E.Aspnes, and Y.Yafet, “Virtual photoconductivity”, *Phys. Rev. Lett.* **63**, p. 976 (1989).
- [40] B.B.Hu, X.-C.Zhang, and D.H.Auston, “Terahertz radiation induced by subband-gap femtosecond optical excitation of GaAs”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, p. 2709 (1991).
- [41] X.-C.Zhang, Y.Jin, K.Yang, and L.J.Schowalter, “Resonant nonlinear susceptibility near the GaAs band gap”, *Phys. Rev. Lett.* **69**, p. 2303 (1992).
- [42] C.V.Shank, R.L.Fork, B.I.Greene, F.K.Reinhart, and R.A.Logan, “Picosecond nonequilibrium carrier transport in GaAs”, *Appl. Phys. Lett.* **38**, p. 104 (1981).
- [43] A.Evan Iverson, G.M.Wysin, D.L.Smith, and A.Redondo, “Overshoot in the response of a photoconductor excited by subpicosecond pulses”, *Appl. Phys. Lett.* **52**, p. 2148 (1988).
- [44] K.Meyer, M.Pessot, G.Mourou, R.Groncin, and S.Chamoun, “Subpicosecond photoconductivity overshoot in gallium arsenide observed by electro-optic sampling”, *Appl. Phys. Lett.* **53**, p. 2254 (1988).
- [45] J.Son, W.Sha, J.kim, T.B.Norris, J.F.Whitaker, and G.Mourou, “Transient velocity overshoot dynamics in GaAs for electric fields < 200 kV/cm”, *Appl. Phys. Lett.* **63**, p. 923 (1993).
- [46] J.-H.Son, T.B.Norris, and J.F.Whitaker, “Terahertz electromagnetic pulses as probes for transient velocity overshoot in GaAs and Si”, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, p. 2519 (1994).
- [47] M.Abe, S.Madhavi, Y.Shimada, Y.Otsuka, K.Hirakawa, K.Tomizawa, “Transient carrier velocities in bulk GaAs : quantitative comparison between terahertz data and ensemble Monte Carlo calculations”, *Appl. Phys. Lett.* **81**, p. 679 (2002).

Chapitre 4

Vers la caractérisation de composants actifs...

L'objectif du dispositif d'échantillonnage mis en place est la caractérisation de composants passifs et actifs intégrés sur substrat quelconque. Or, la technique de mesure exposée dans le chapitre précédent, même si elle est capable de s'adapter à différentes configurations de ligne de transmission, présente un certain nombre de facteurs limitants. Après l'évocation de ces différents handicaps, nous montrerons dans ce chapitre les moyens développés pour les contourner. L'aboutissement de ces évolutions est la réalisation d'un système de mesure sous pointes performant. Nous discutons enfin de l'application de ces évolutions à la caractérisation d'un transistor bipolaire à hétérojonction.

4.1 Les problèmes à résoudre

Le premier obstacle à la généralisation de la technique de détection Franz-Keldysh présentée dans le chapitre précédent est la nécessité de polariser la ligne de transmission sous test par une tension de plusieurs dizaines de volts. Une telle polarisation est nécessaire si l'on veut que l'effet d'électroabsorption soit linéaire et intense. Or, généralement, les tensions de polarisation des composants actifs rapides tels que les transistors HEMT ou HBT sont de l'ordre du volt. L'application d'une tension de plusieurs dizaines de volts sur ces composants conduirait irrémédiablement au claquage du composant.

Le second handicap à surmonter provient de la dépendance de la technique de détection à la nature du substrat sur lequel repose le composant sous test. En effet, même si le laser possède une plage d'accordabilité assez grande, l'ensemble des matériaux pouvant être utilisés comme substrat pour composants électroniques rapides ne présente pas d'effet d'électroabsorption Franz-Keldysh. Il est vrai que le GaAs et surtout l'InP sont des matériaux privilégiés pour la réalisation de composants fonctionnant à plusieurs centaines de GHz, et que nous avons montré que l'un et l'autre présentaient des propriétés d'électroabsorption satisfaisantes. Toutefois, comme nous le verrons dans le chapitre 5, la montée en fréquence des circuits s'accompagne d'une augmentation importante des pertes des lignes de transmission classiques intégrées sur substrat semiconducteur de forte permittivité. Une alternative à ces substrats est l'utilisation de matériaux à plus faibles pertes diélectriques et à plus faibles indices. C'est le cas du quartz cristallin ou de polymères tels que le Téflon ou le polyéthylène. Bien entendu, l'utilisation de ces matériaux comme substrat nécessite le report des composants par flip-chip ou par d'autres techniques de transfert. Dans

ces cas-là, la méthode de détection Franz-Keldysh présentée dans le chapitre 3 ne s'applique plus.

La dépendance de la technique de mesure au substrat n'est pas seulement liée à l'utilisation de l'effet Franz-Keldysh comme moyen de détection. Le recours au GaAs épitaxié à basse température pour générer des impulsions électriques très courtes pose également problème. Dans le cas d'un composant réalisé sur substrat d'InP par exemple, il est difficile d'inclure dans sa structure épitaxiale une couche de GaAs BT pour générer des impulsions électriques picosecondes étant donnée la différence de paramètre de maille entre les deux matériaux. Une première alternative à ce problème est d'utiliser une sonde photoconductrice qui injecte sur la ligne du composant sous test une impulsion électrique générée en utilisant les propriétés de photoconduction ultra-rapide du GaAs BT [1, 2, 4]. Ce type de sonde peut également être utilisée pour la détection du signal électrique par échantillonnage photoconductif ultra-rapide [3, 4, 5]. Cette solution, même si elle est très générale et applicable à un grand nombre de composants, présente une bande passante de mesure limitée. En effet, on perd l'avantage essentiel de la mesure optique qui est de ne pas avoir recours à une pointe hyperfréquences pour injecter le signal électrique sur la ligne à tester. Une seconde alternative au problème du GaAs BT est de reporter sur le substrat du futur composant sous test un morceau de couche épitaxiale de GaAs BT de manière à intégrer sur la ligne du composant sous test un photocommutateur ultra-rapide. Le report peut être effectué sur différents types de substrat avant la réalisation technologique du composant à tester (nous reviendrons un peu plus loin sur la méthode de collage utilisée). Cette technique plus récente [6, 7] permet de générer des impulsions électriques extrêmement rapides (largeur spectrale supérieure à 1 THz). Cependant, elle est relativement contraignante puisque le report est effectué avant la technologie du composant (problèmes d'alignement...). D'autre part, l'utilisation de cette technique pour la caractérisation de composants déjà réalisés est impossible.

Le dernier problème lié à la méthode d'échantillonnage sur ligne planaire présentée dans le chapitre précédent est la compatibilité en longueur d'onde entre les fonctions de génération et de détection de l'impulsion électrique. En effet, la photoconduction dans le GaAs BT ou le substrat de GaAs SI impose une énergie photonique de pompe supérieure à celle de la bande interdite du matériau. D'autre part, l'utilisation de l'effet Franz-Keldysh intrinsèque au substrat ou à la couche de GaAs BT impose une énergie photonique de sonde légèrement inférieure à l'énergie de bande interdite de GaAs. Pour résoudre ce problème, nous avons réalisé un doublement de la fréquence optique du faisceau de pompe de manière à ce qu'il soit absorbé sur une profondeur inférieure au micron à partir d'un faisceau laser d'énergie photonique initiale inférieure à l'énergie de bande interdite de GaAs. Cette étape entraîne une perte de puissance au niveau du faisceau de pompe (rendement du processus de SHG) et nous oblige à générer des porteurs fortement énergétiques et peu mobiles dans la couches de GaAs BT. Nous avons vu dans le chapitre 3 que cette excitation du matériau conduisait à une augmentation de la durée des impulsions électriques générées et elle peut également engendrer des problèmes liés à la tenue à la puissance optique du matériau (longueur d'absorption très courte).

La suite de ce chapitre est consacrée à la présentation des techniques mises au point pour résoudre ces problèmes.

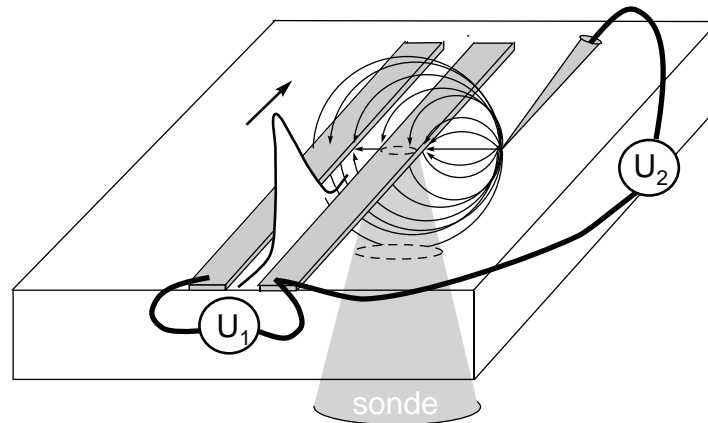


FIG. 4.1 – Schéma du dispositif de mesure utilisant une pointe polarisée

4.2 La pointe polarisante : une solution au problème de non-linéarité de l'effet Franz-Keldysh

La première étape a consisté à résoudre le problème de la polarisation continue à appliquer à la ligne de transmission pour obtenir un effet d'électroabsorption linéaire. Nous avons contourné cette limite intrinsèque en créant localement une zone de fort champ électrique statique dans la zone sondée. Ceci est rendu possible en posant une pointe métallique en tungstène polarisée à quelques dizaines de μm de la zone sondée. Etant donné que l'Effet Franz-Keldysh est sensible au champ électrique local et non à la différence de potentiel entre les rubans, cette astuce permet une mesure impulsionnelle à des tensions de polarisation de la ligne compatibles avec les composants actifs.

La figure 4.1 illustre l'effet de la pointe polarisée posée à côté de la zone sondée : des lignes de champ électrique se forment entre les rubans et la pointe, induisant une absorption de la sonde par effet Franz-Keldysh, le passage de l'impulsion électrique perturbe le champ électrique statique induit par la pointe et il s'ensuit une variation d'intensité du faisceau de sonde réfléchi.

Nous avons réalisé une première série de mesures en régime "statique", c'est-à-dire en coupant la pompe et en appliquant entre les deux rubans une différence de potentiel en créneau délivrée par le GBF à une fréquence d'environ 2 kHz (U_1 , voir fig.4.1). Une tension continue $U_2=40$ V est appliquée entre la pointe posée sur la surface du semiconducteur (à quelques dizaines de microns de la ligne) et un des rubans (en l'occurrence le plus proche de la pointe). Après réglage de la sonde, nous avons fait varier la tension crête à crête du créneau délivré par le GBF. Les résultats obtenus sont résumés dans la figure 4.2. Ils montrent une excellente linéarité de l'électroabsorption en fonction de la tension (coefficient de régression égal à 0.99991) et ce sur une plage de tensions crête à crête comprises entre 0 et 20 V.

N.B : Il est intéressant de remarquer que, contrairement au cas de l'électroabsorption induite par la polarisation des deux lignes sans pointe, le maximum d'électroabsorption sous le ruban est observé lorsque la pointe est portée à un potentiel supérieur à celui du ruban. Nous attribuons cette inversion d'asymétrie d'électroabsorption à la différence des contacts métal-semiconducteur (nature des métaux et surface de contact).

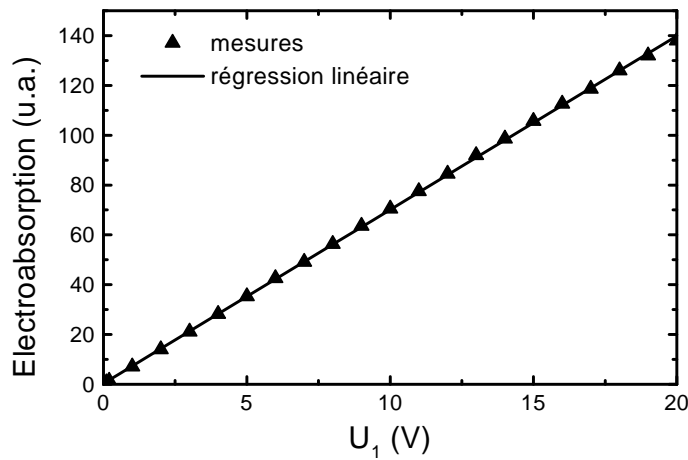


FIG. 4.2 – Mesure de la linéarité de l'électroabsorption avec pointe polarisée ($U_2=40V$).

Les observations faites en régime “statique” sont confirmées par des mesures impulsionnelles. La pompe est rétablie et la ligne est cette fois polarisée par une tension continue U_1 tandis que la pointe est polarisée par une tension U_2 égale à 60 V. Les acquisitions temporelles réalisées pour différentes tensions U_1 sont représentées sur la figure 4.3. Outre l'écho dû à l'extrémité ouverte de la ligne, on constate, comme attendu, que la linéarité est très bonne puisque les trois courbes normalisées se superposent, au bruit près. En polarisant la ligne à une tension de 1 V, l'amplitude de l'impulsion est évaluée à 100 mV environ (étalonnage). Pour cette acquisition moyennée seulement deux fois, le rapport signal à bruit est d'environ 10 (soit un bruit équivalent à 10 mV environ). Il pourrait être encore amélioré par un temps d'acquisition plus long.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes attachés à évaluer la perturbation électromagnétique induite par la présence de la pointe métallique aux abords de la ligne. Nous avons donc cherché à mesurer un éventuel écho provoqué par une variation locale de l'impédance de ligne induite par la pointe. Pour cela, nous avons réalisé une mesure de propagation classique en polarisant la ligne à une tension suffisamment élevée pour induire un effet Franz-Keldysh fort et linéaire ($U_1=60V$). La sonde est focalisée sous le ruban positif entre le spot de pompe et la pointe (1 mm avant la pointe). La pointe est polarisée à 60 V par rapport au ruban le plus proche. Cette configuration de mesure est illustrée en encart de la figure 4.4. Nous avons réalisé deux acquisitions : l'une en posant la pointe sur le semiconducteur, l'autre en relevant la pointe. Les deux courbes obtenues sont parfaitement superposables. Si une partie de l'impulsion avait été réfléchi par la pointe, cet écho aurait été détecté avec un retard de 18 ps environ par rapport au pic principal. D'autres expériences ont montré que l'écho devenait mesurable lorsque la pointe est tellement proche qu'elle touche un des deux rubans métalliques.

Grâce à cette technique, la caractérisation de composants actifs intégrés sur substrat de GaAs SI sur lequel a préalablement été épitaxiée une couche de GaAs BT est désormais envisageable. Nous allons voir maintenant comment caractériser des composants intégrés sur substrat semi-isolant de nature quelconque.

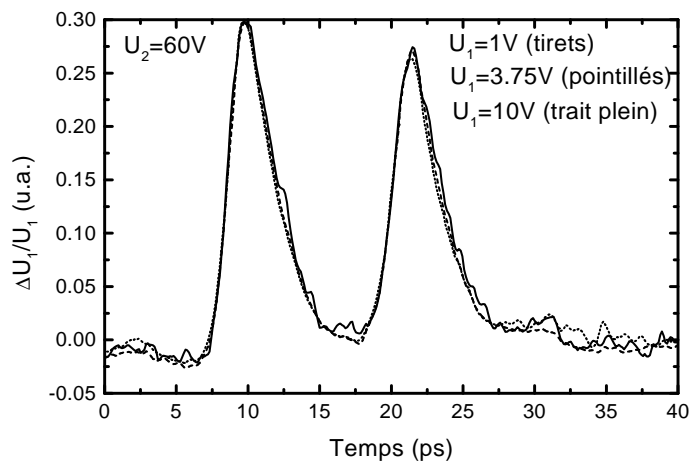


FIG. 4.3 – Impulsion mesurée en utilisant la pointe polarisée pour différentes tensions de ligne U_1 .

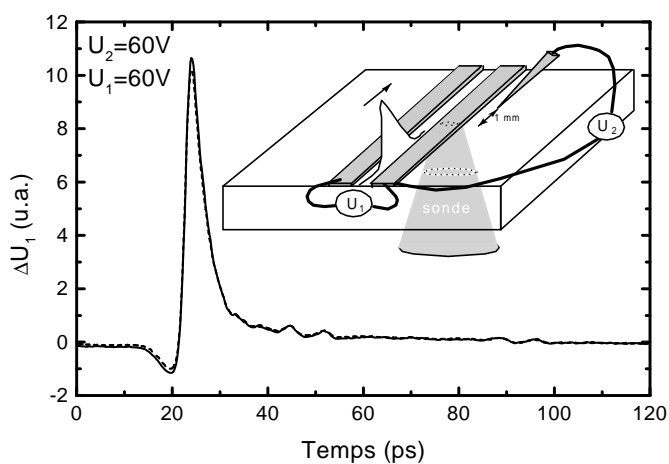


FIG. 4.4 – Impulsion mesurée dans la configuration illustrée en encart (courbe en trait plein : pointe posée sur le substrat, courbe discontinue : pointe relevée).

4.3 Le report “post-process” de couches épitaxiales de GaAs et d’AlGaAs BT

La recherche d’une solution générale pour la caractérisation de composants électroniques intégrés sur substrats quelconques nous a conduit à développer une technique de report de couches épitaxiales particulière. L’idée est d’apporter aux composants déjà réalisés les matériaux nécessaires à la mesure par échantillonnage.

4.3.1 Le report de couches épitaxiales

Généralités

Il existe depuis le milieu des années 80 des techniques permettant de reporter des composants ou des structures actives sur des substrats hôtes différents de leur substrat d’origine. De tels reports ont souvent pour intérêt l’amélioration des propriétés de dissipation thermique du substrat ou l’intégration hybride de composants III-V au sein de circuits Silicium. En ce qui concerne le report épitaxial, on distingue deux catégories de techniques de report : celles où la couche épitaxiale est séparée de son substrat de croissance puis collée sur un substrat hôte et celles où le collage est réalisé avant la séparation entre l’épitaxie et son substrat initial. Dans chaque catégorie, les techniques diffèrent bien entendu par les moyens employés pour le collage ou la séparation.

L’étape qui consiste à séparer la couche épitaxiée de son substrat de croissance est en général réalisée par gravure chimique sélective. L’épitaxie par jet moléculaire permet en effet la réalisation d’hétérojonctions et l’incorporation au sein de la structure épitaxiale d’une couche de matériau possédant des propriétés physico-chimiques différentes. Une couche d’ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0.3 < x < 1$) peut ainsi être utilisée comme couche de gravure sélective entre le substrat de GaAs et la couche épitaxiale de GaAs [8] ou éventuellement comme couche d’arrêt de gravure du substrat après protection de la face avant [9]. La présence d’une source de phosphore sur le bâti d’épitaxie permet aussi d’utiliser une couche de $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ accordée en maille sur GaAs comme couche d’arrêt de gravure.

Un procédé entièrement physique, le “smart cut”³¹, a récemment été mis au point pour réaliser la séparation entre une couche semiconductrice et son substrat. Ce procédé est basé sur l’implantation d’hydrogène à une profondeur précise dans un substrat de Silicium. Ces espèces sont ensuite activées thermiquement de manière à briser les liaisons atomiques du Silicium et découpent ainsi une fine “tranche” de semiconducteur. En réalité, la face avant de l’échantillon est préalablement collée sur un substrat hôte avant l’étape d’activation des protons implantés de manière à réaliser simplement le transfert de la couche.

La technique de collage utilisée dans le cas du procédé “smart cut” consiste à chauffer à haute température les deux substrats mis en contact de manière à initier des réactions chimiques pour former des liaisons fortes à l’interface $\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$. Elle est très difficile à réaliser en pratique car elle nécessite un état de surface parfait des substrats (planéité, propreté, rugosité...). Il existe d’autres techniques de collage avant séparation telles que l’“anodic bonding” et l’“indirect bonding” où l’on utilise une couche intermédiaire pour réaliser l’adhésion. Ces techniques sont bien adaptées au report d’un substrat entier. C’est le cas par exemple des brasures où l’on utilise un métal comme couche de liaison [10] ou des collages à l’aide d’une couche polymère de type BCB [11].

Une autre technique, qui s’apparente plus à celle que nous utiliserons, consiste à d’abord séparer

³¹brevet déposé par le CEA Leti

la couche épitaxiale de son substrat de croissance par gravure chimique sélective d’une couche sacrificielle (Epitaxial Lift-off ou ELO) et à la reporter ensuite par l’intermédiaire d’un support en cire sur un substrat hôte [12]. L’adhésion se fait alors par forces de Van-der-Waals. L’avantage de cette technique est qu’elle est moins sensible aux défauts de planéité ou de propreté de l’échantillon hôte. En effet, la finesse de la couche et l’élasticité de la cire sont telles que la présence d’une poussière entraîne une déformation locale du film reporté mais n’empêche pas un contact intime entre la couche et le substrat hôte aux autres endroits. Cette technique largement utilisée a permis le collage de films de GaAs sur différents substrats tels que GaAs, Si, InP, verre, saphire, LiNbO₃ ou même diamant.

L’approche que nous avons utilisée s’inspire fortement de cette technique. Une des différences consiste en l’utilisation d’une couche d’arrêt de gravure chimique plutôt qu’une couche sacrificielle. Nous verrons que nous avons également choisi de libérer complètement l’épitaxie de son substrat sans support de cire de manière à obtenir une meilleur souplesse du film semiconducteur et donc une meilleure adaptabilité au relief au moment du report.

Étapes technologiques

Deux types de reports ont été réalisés, des films d’épitaxie sans métalisations dont les dimensions varient entre 1 mm² et 30μm * 30μm et des films d’épitaxie présentant des motifs métallisés sur une des faces. Pour cela deux jeux de masques ont été utilisés : le premier comprend un unique masque de mesas carrés, le second comprend deux niveaux de masques (mesas + métallisation). Nous utiliserons le terme “patch” pour désigner un film d’épitaxie désolidarisé de son substrat et destiné à être reporté sur un substrat quelconque.

Les étapes technologiques décrites ci-dessous correspondent aux étapes communes à la réalisation des deux types de patches (métallisés et non-métallisés). En ce qui concerne les patches métallisés, une étape de lithographie optique classique servant à réaliser les motifs métalliques est nécessaire avant la réalisation des autres étapes. Il s’agit d’une métallisation semi-transparente de 10 nm d’or. Après lift-off, le reste de la technologie se fait par alignement par rapport à ces motifs.

Première étape : la gravure des mesas

La structure épitaxiale des échantillons à partir desquels seront réalisés les patches est du type : “report GaAs BT” ou “report AlGaAs BT” (cf. tableau 2.14 du chapitre 2). Elle est composée d’une couche de 2 μm de GaAs (ou d’AlGaAs) épitaxiée à basse température sur une couche de GaInP préalablement déposée par EJM sur substrat de GaAs SI. La première étape consiste à réaliser les motifs carrés de résine qui serviront de masque pour la gravure chimique des mesas de GaAs BT ou d’AlGaAs BT (figure 4.5, étape 1). Ces motifs qui définissent la taille des futurs patches sont réalisés par un procédé de lithographie optique classique. La gravure chimique est ensuite réalisée à l’aide d’une solution basique d’ammoniaque et d’eau oxygénée (cf. figure 4.5, étape 2). Les proportions utilisées sont les suivantes : 1 volume de NH₄OH, 1 volume d’H₂O₂ et 50 volumes d’eau déionisée. La très bonne sélectivité de gravure entre GaAs (ou AlGaAs) et GaInP permet de juger de la fin de la gravure (une surface polie apparaît).

Deuxième étape : la gravure du substrat de croissance

Après la gravure des mesas, l’échantillon (1/4 de 2 pouces en général) est résiné complètement (figure 4.5, étape 3) puis collé à la cire par la face avant sur un support de verre destiné à l’amincissement mécano-chimique à l’aide de l’appareil à roder PM5 (figure 4.5, étape 4). Deux voies ont été envisagées : la première consiste à graver chimiquement l’ensemble du substrat de GaAs SI, la deuxième à amincir mécaniquement l’échantillon jusqu’à 20 ou 30 μm d’épaisseur

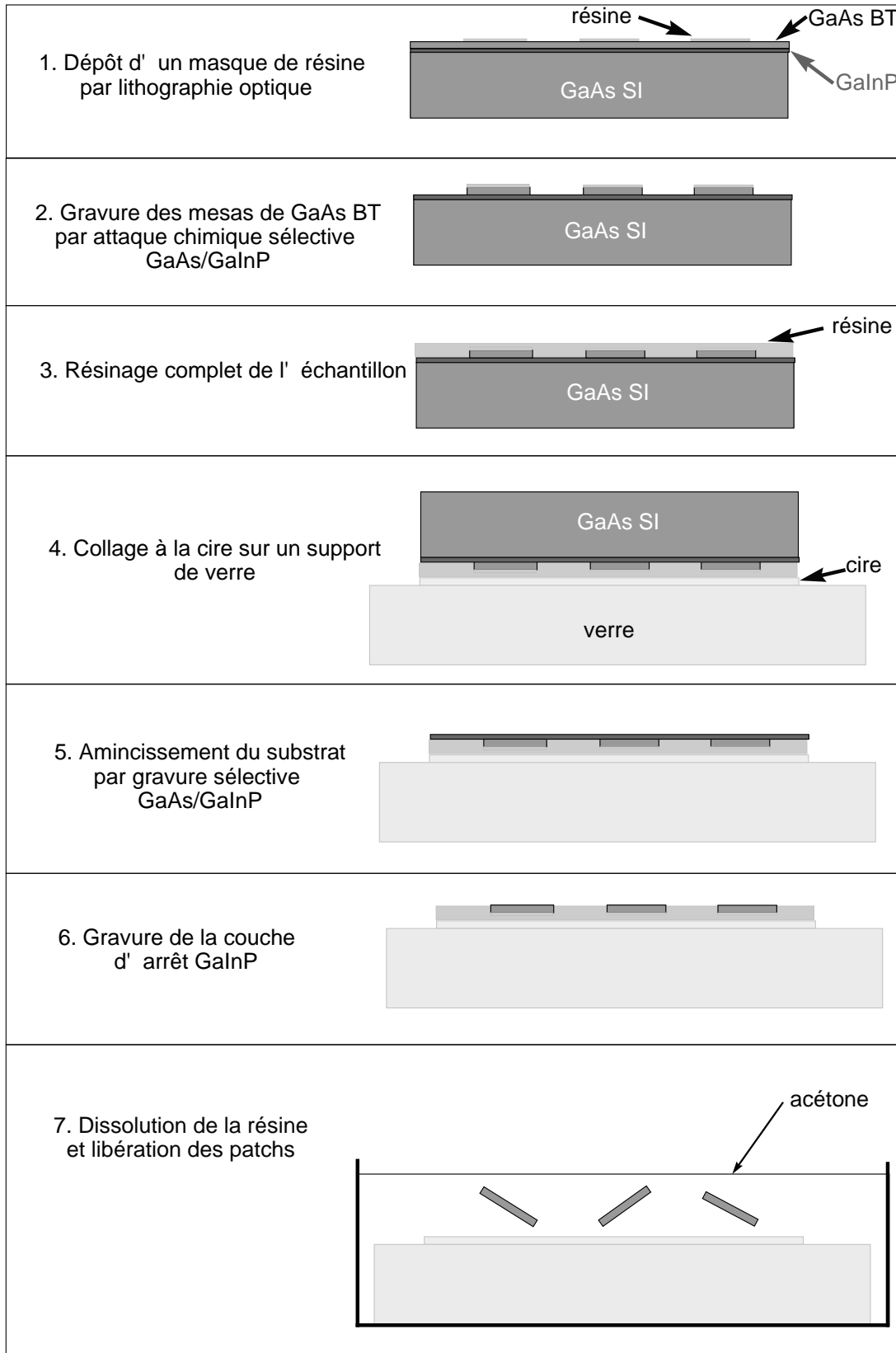


FIG. 4.5 – Les étapes de la fabrication des patches.

puis à finir l'attaque chimiquement.

La première solution évite le recours à la machine de rodage. Elle consiste à tremper l'échantillon dans une solution d'acide sulfurique et d'eau oxygénée dans les proportions : 1 volume d' H_2SO_4 , 8 volumes d' H_2O_2 et 1 volume d' H_2O . La vitesse de gravure est alors de $10 \mu\text{m}/\text{min}$ environ. Cependant, l'inhomogénéité de l'attaque est importante et suivant les conditions d'agitation, on peut obtenir jusqu'à $100 \mu\text{m}$ de rugosité. Cette rugosité est très pénalisante car la couche d'arrêt peut alors se percer avant la fin de la gravure complète du substrat.

Pour remédier à ce problème, une solution consiste à amincir mécaniquement le substrat jusqu'à une épaisseur de 20 ou $30 \mu\text{m}$ puis à utiliser une solution d'attaque moins rapide et plus homogène (figure 4.5, étape 5).

Une fois l'ensemble du substrat gravé, la couche d'arrêt en GaInP est elle-même enlevée grâce à une solution très concentrée d'acide chlorhydrique (figure 4.5, étape 6).

Troisième étape : la libération des patches

Une fois l'ensemble du substrat et la couche de GaInP gravés, seuls subsistent, collés par la résine et la cire au support de verre, les mesas de GaAs et d'AlGaAs BT. La dissolution de la résine par de l'acétone libère ainsi les patches dans la solution (figure 4.5, étape 7). Ils sont ensuite aspirés à l'aide d'une pipette et rincés dans une solution d'alcool isopropylique où ils peuvent être conservés pendant plusieurs mois.

Quatrième étape : le report

Un des patches en solution est sélectionné, aspiré par une pipette puis séché sur une feuille de papier "salle blanche". Pour le manipuler sans le briser, nous avons utilisé un système à forces électrostatiques. Il s'agit en fait d'une pointe chargée électrostatiquement et constituée d'une aiguille métallique recouverte d'une fine couche de BCB polymérisé. Lorsqu'elle est frottée légèrement sur une feuille de papier "salle blanche", elle se charge et est capable d'attirer les patches les plus grands (la masse d'un patch de 1mm^2 est d'environ $10 \mu\text{g}$). Parallèlement, une micro-goutte d'eau déionisée très pure (résistivité de $18 \text{M}\Omega\cdot\text{cm}$) est déposée à l'emplacement choisi pour le report. Le patch est ensuite positionné sur cette goutte (figure 4.6, étape 1). Au cours de l'évaporation de l'eau, il peut éventuellement être déplacé au sein de la goutte en jouant sur la tension superficielle de celle-ci au moyen de la pointe.

Pour que le report s'effectue, il faut que le substrat hôte soit hydrophile ($\theta < 90^\circ$, voir fig. 4.6). Le patch étant lui aussi hydrophile, les deux surfaces se rapprochent au fur et à mesure que l'eau s'évapore. Une fois l'eau évaporée, l'échantillon est ensuite nettoyé à l'acétone puis à l'alcool (test d'adhérence). Pour éliminer d'éventuelles traces d'eau à l'interface entre les deux matériaux, un long recuit à l'étuve (80°C pendant 12h) est effectué après le report. A la suite du procédé qui vient d'être décrit, même un long séjour de l'échantillon dans un bain à ultra-sons ne permet pas de décoller le patch.

A ces échelles, les forces de tension superficielles (ou capillaires) sont très intenses et vont amener en contact très intime les deux surfaces, le patch se déforme pour épouser le substrat hôte. Si les deux surfaces sont assez proches, une force attractive va naître entre l'oxyde natif présent à la surface du patch (mélange d'oxydes polaires) et la surface du substrat hôte (force de Van der Waals). Le patch adhère donc par des forces d'origine électrostatique et non des liaisons chimiques (covalentes par exemple). Les forces de Van der Waals décroissant en $1/r^7$, la propreté et la faible rugosité des deux surfaces (patch et substrat hôte) sont des aspects primordiaux pour la réussite du report.

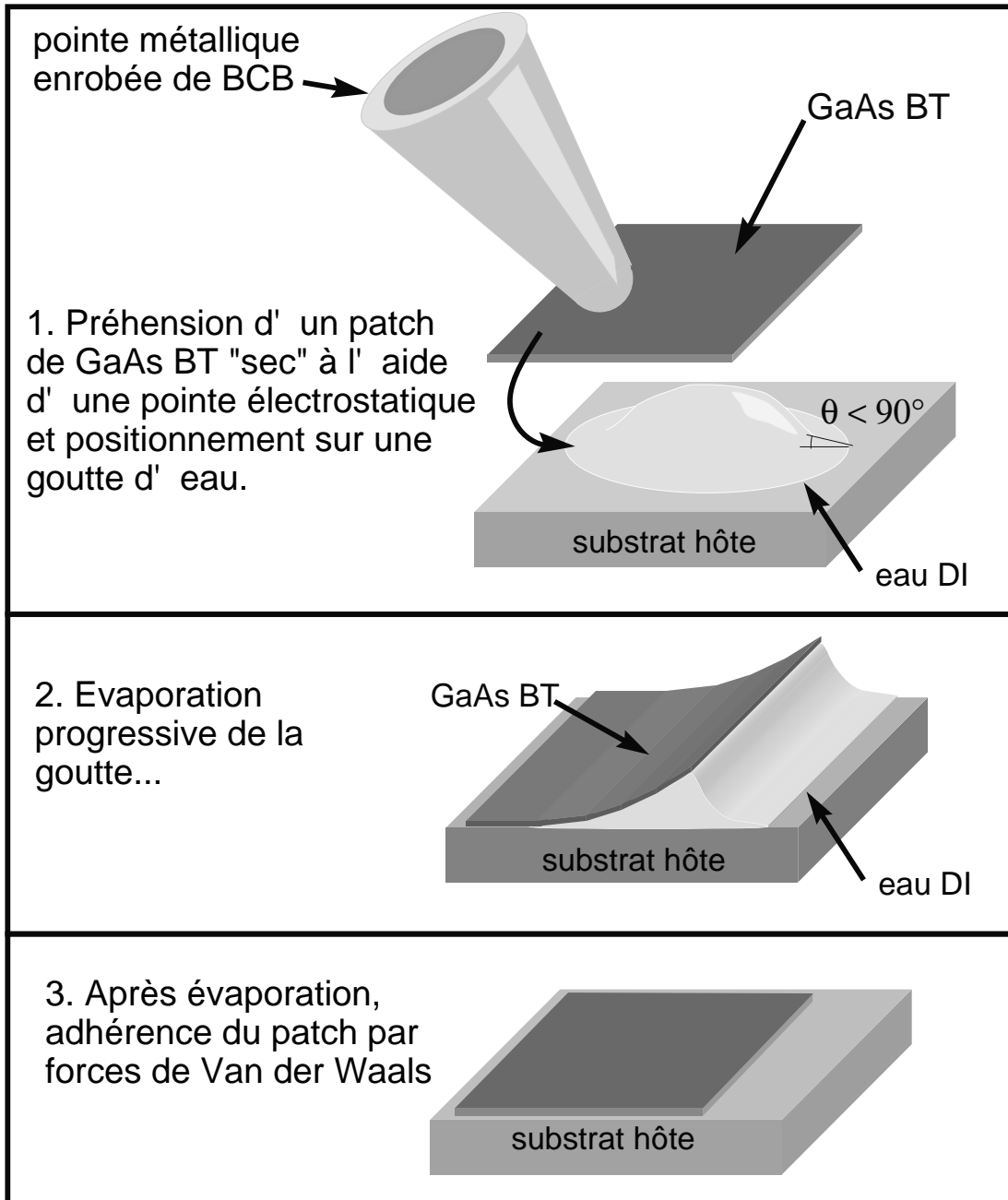


FIG. 4.6 – Les étapes du report d'un patch.

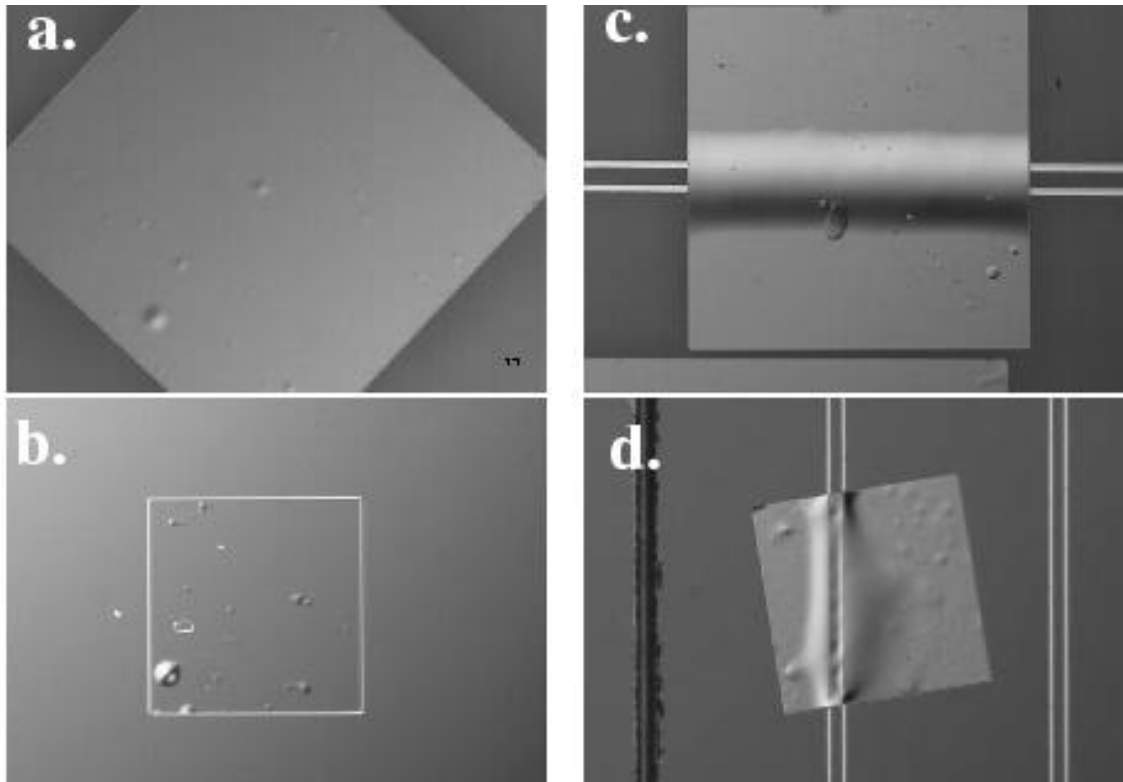


FIG. 4.7 – Photographie au microscope optique en lumière polarisée de patches de GaAs BT reportés sur substrat de quartz cristallin (a), sur substrat de silicium (b), sur substrat de quartz métallisé (c.) et substrat de GaAs métallisé (d.). La lumière polarisée renforce considérablement l'impression de relief.

Quelques résultats de report...

Cette technique a permis le report de patches en GaAs BT ou AlGaAs BT sur différents substrats. Parmi eux, les substrats de verre, de quartz cristallin ou de Silicium montrent une très bonne adhérence du fait de la qualité de leur état de surface (rugosité très faible). L'adhérence sur GaAs ou InP est également assez bonne à condition que la surface soit parfaitement polie (de qualité "épitaxie"). Enfin, nous avons réalisé le report de patches de GaAs BT sur substrat diamant. Au préalable, un traitement chimique visant à oxyder la surface du diamant pour la rendre hydrophile est nécessaire.

Comme le montre les clichés réalisés au microscope optique en lumière polarisée (cf. figure 4.7), les reports de patches non-métallisés épousent parfaitement le relief du substrat hôte. La présence de poussières intercalées entre le patch et la surface du substrat hôte au moment du report entraîne la formation de petites zones de relief, qui n'empêchent cependant pas l'adhérence du patch sur le reste de la surface (photos *a* et *b*). Nous avons effectué des reports sur des échantillons présentant des rubans Ti/Au épais de 500 nm environ. Comme les poussières dans l'exemple précédent, les métallisations induisent une déformation locale du patch qui n'empêche cependant pas son adhérence au substrat (photos *c* et *d*). D'autres parties du patch sont en effet véritablement en contact intime avec la surface du substrat. Des clichés réalisés par Microscopie Electronique à Balayage (MEB) montrent un bon contact physique entre les métallisations des

rubans d'or et le patch reporté (cf. figure 4.8). Il est cependant difficile de qualifier réellement la nature du contact aux interfaces. Il existe une très fine couche (qqs nm) d'oxyde natif de GaAs à l'interface entre le patch et l'or mais cette barrière est sans aucun doute percée par endroits ou partiellement conductrice puisque, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, l'éclairement du patch par un faisceau et la polarisation des rubans permet la génération d'un photocourant continu entre les électrodes.

En ce qui concerne les patches possédant des motifs métallisés en surface, l'adhérence après report est nettement moins bonne. En effet, la couche d'or, pourtant très fine, rigidifie le patch, limite son rayon de courbure et l'empêche de se déformer suffisamment pour épouser le relief de la surface. Comme nous le verrons plus loin, ce manque d'adhérence engendre quelques problèmes lors des réglages de la mesure.

4.3.2 Principe de la mesure : deux matériaux différents pour une même longueur d'onde

L'incorporation de 8 % d'aluminium dans la couche de GaAs BT permet de décaler l'énergie de bande interdite du matériau de 1.42 eV à 1.55 eV soit respectivement 875 nm et 800 nm de longueur d'onde optique. La croissance à basse température de ce matériau puis son recuit à 580°C pendant 1 minute sont effectués dans les mêmes conditions que pour le GaAs BT et sont nécessaires à l'obtention d'une couche d'AlGaAs de grande résistivité. L'idée de l'expérience est d'utiliser les propriétés d'électroabsorption de ce matériau pour la détection et les propriétés de photoconduction ultra-rapide du GaAs BT pour la génération des impulsions électriques. Les figures 4.9 et 4.10 traduisent les propriétés d'absorption des couches semiconductrices GaAs BT et AlGaAs BT. Ces mesures ont été réalisées à l'aide du dispositif de spectrométrie d'absorption présenté dans le chapitre 2. Les patches de GaAs et d'AlGaAs sont reportés sur un miroir d'or et l'on enregistre la variation de l'intensité de lumière réfléchi en fonction de la longueur d'onde. Outre les franges de Fabry-Pérot, on remarque comme attendu un décalage de l'énergie de bande interdite du matériau vers les hautes énergies (c'est-à-dire les courtes longueurs d'onde). Pour les longueurs d'onde inférieures à celle du gap, on a une réflexion de 30 % à 40 % pratiquement indépendante de la longueur d'onde.

Etant donné ce décalage de bande interdite des deux matériaux, il est possible d'utiliser la même longueur d'onde optique pour à la fois générer et détecter des impulsions électriques. L'effet Franz-Keldysh est en effet résonnant près du gap d'AlGaAs BT, c'est-à-dire aux environs de 800 nm tandis qu'à cette même longueur d'onde, la longueur d'absorption du faisceau laser dans la couche de GaAs BT est suffisamment courte pour pouvoir générer une densité de porteurs importante dans le matériau.

Chacun de ces matériaux est donc reporté sous forme de patch sur la ligne à tester. Contrairement à la technique d'échantillonnage présentée dans le chapitre 3, la focalisation de la sonde par la face arrière de l'échantillon n'est plus nécessaire. Nous avons donc utilisé le dispositif d'échantillonnage en configuration horizontale présenté dans le chapitre 2.

Un schéma du dispositif de mesure est proposé sur la figure 4.11. Comme dans les expériences décrites dans le chapitre 3, la focalisation et la position du spot de sonde sur le patch d'AlGaAs BT sont réglés grâce à l'utilisation d'un GBF qui polarise la ligne par un crêneau de plusieurs dizaines de volts. On examine ensuite suivant la focalisation et la position du faisceau de sonde à la fois l'amplitude du signal non-démodulé délivré par la photodiode et l'amplitude du signal démodulé à la fréquence du GBF. Ce signal traduit la variation d'absorption de la sonde dans la couche d'AlGaAs BT induite par effet Franz-Keldysh. Il nous permet également d'ajuster la

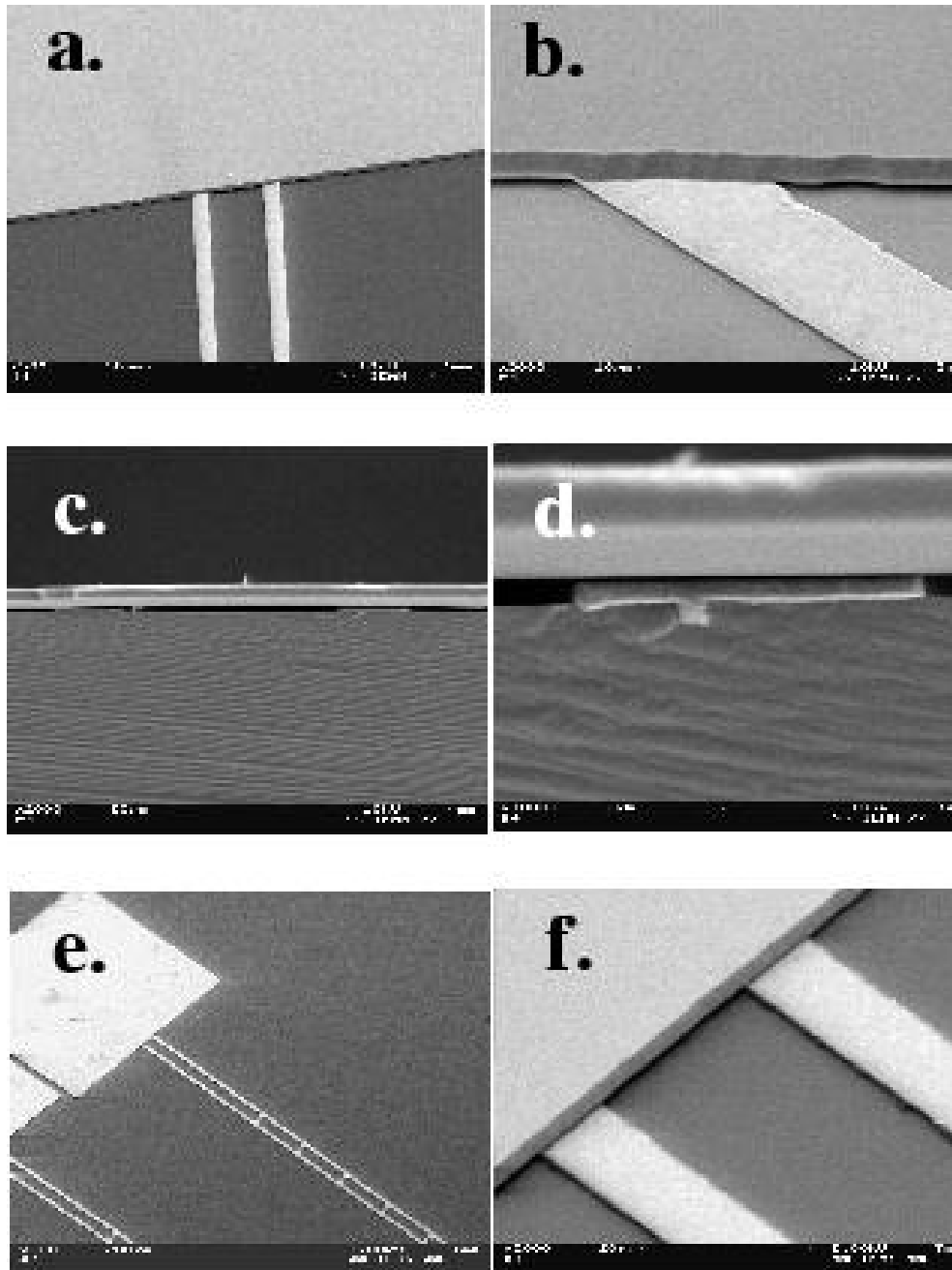


FIG. 4.8 – Clichés de reports par Microscopie Electronique à Balayage : report sur une ligne CPS 10/25/10 déposée sur GaAs (a), agrandissement (b), vue en coupe après clivage (c), zoom sur un ruban en coupe (d), report sur une ligne CPS 10/25/10 avec filtre de Bragg déposée sur quartz (e), zoom sur les rubans (f).

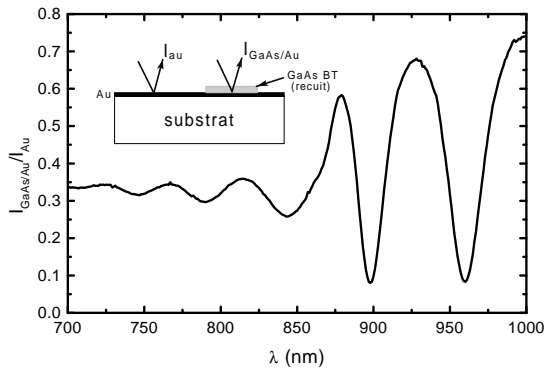


FIG. 4.9 – Spectre de réflexion d'un patch de GaAs BT reporté sur un miroir d'or.

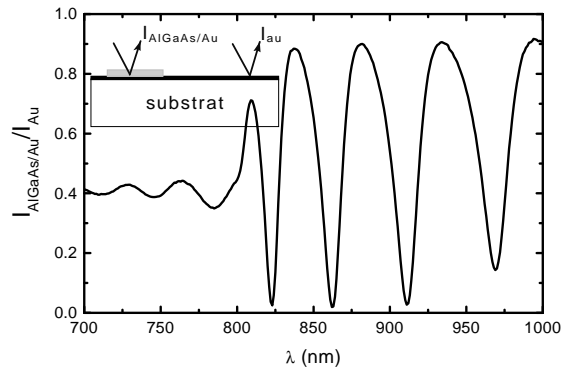


FIG. 4.10 – Spectre de réflexion d'un patch d' $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$ reporté sur un miroir d'or.

longueur d'onde au maximum d'effet d'électroabsorption. La position optimale du faisceau de sonde est obtenue lorsqu'on utilise le ruban positif comme miroir. En ce qui concerne le faisceau de pompe, il est focalisé sur le patch de GaAs BT et sa position est ajustée par la mesure du photocourant continu induit entre les électrodes de la ligne.

Cette méthode présente de nombreux avantages à la fois pour la détection et la génération. Tout d'abord, on profite dans les deux cas des zones de forts champs électriques situées au-dessus des électrodes. Ce sont habituellement des zones d'ombres dans les technologies classiques où la couche semiconductrice est située sous les rubans métalliques. D'autre part, l'épaisseur très fine de la couche semiconductrice active rend possible l'ajustement la longueur d'onde de détection jusque et même au-delà de l'énergie de bande interdite d'AlGaAs BT de manière à profiter du maximum d'effet Franz-Keldysh. Enfin, les avantages sont également au niveau de la résolution temporelle comme nous le verrons un peu plus loin.

4.3.3 Génération et détection d'impulsions électriques subpicosecondes sur substrat de quartz [19, 20]

Mesures statiques

De manière à démontrer les capacités de la nouvelle technique de mesure mise en place, nous avons réalisé des lignes CPS sur substrat de quartz cristallin. Ce matériau est isolant, présente peu de pertes diélectriques aux fréquences THz et possède un indice plus faible que GaAs. De plus, il s'agit d'un semiconducteur à très grand gap : il ne présente donc ni de propriétés de photoconduction, ni d'effet d'électroabsorption aux longueurs d'onde utilisées. Des patches de GaAs BT et d'AlGaAs BT sont donc reportés par la méthode exposée précédemment sur différents types de lignes CPS (5/5/5, 5/12.5/5 et 10/25/10).

La figure 4.12 montre la courbe de calibration réalisée à l'aide du GBF sur un patch de $500 \mu\text{m}$ de côté reporté sur une ligne CPS 5/5/5. Cette courbe montre une zone de linéarité à partir de 35 V. La sensibilité est alors de 0.107 %/V. Cette valeur est comparable aux sensibilités obtenues dans les expériences d'échantillonnage présentées dans le chapitre 3. En ce qui concerne la génération des impulsions électriques, celle-ci se fait par l'intermédiaire d'un patch de GaAs BT de $200 \mu\text{m}$ de côté reporté sur la ligne. La figure 4.13 montre que le contact entre un patch et les métallisations qui constituent la ligne n'est pas ohmique. L'application d'une tension de quelques

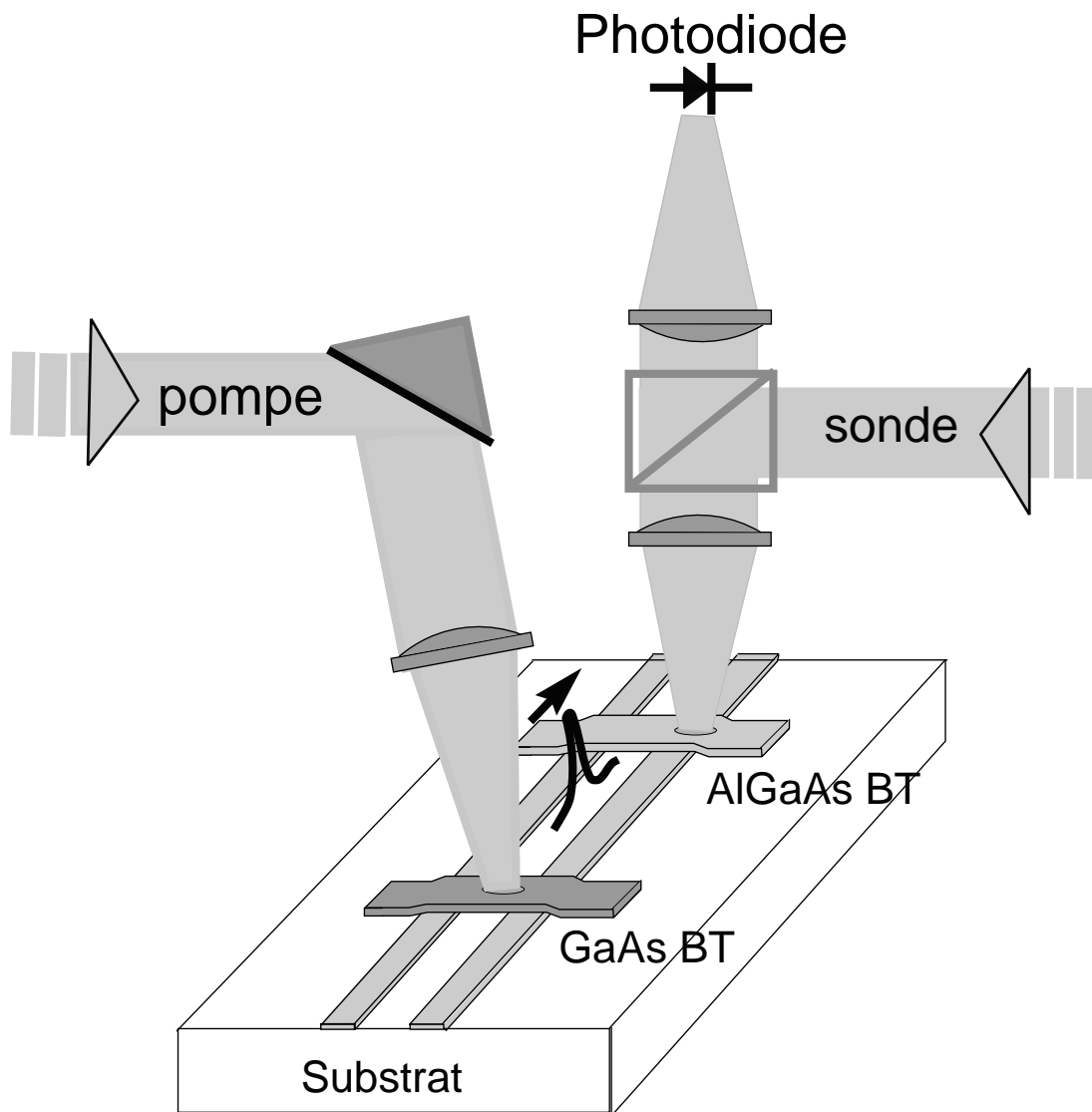


FIG. 4.11 – Schéma du principe de la mesure avec patches

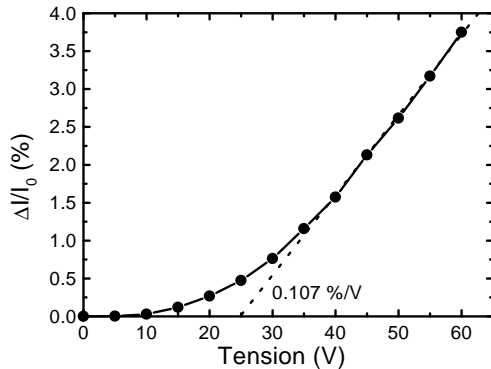


FIG. 4.12 – Courbe de calibration réalisée sur un patch d'AlGaAs déposé sur une ligne CPS 5/5/5 sur quartz.

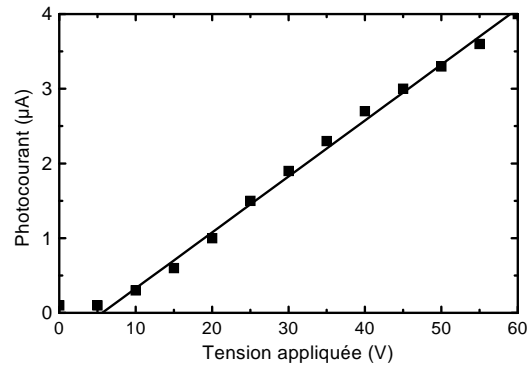


FIG. 4.13 – Mesure du photocourant induit par l'éclairement d'un patch de GaAs BT reporté sur une ligne CPS 5/12.5/5.

volts est cependant suffisante pour obtenir une caractéristique courant-tension linéaire. Une voie d'amélioration de ce contact électrique serait l'utilisation de métallisations recouvertes d'une couche de Palladium. Yablonovitch *et al.* ont montré que ce métal réagissait avec GaAs pour former un alliage de Pd_4GaAs après un chauffage à seulement 200°C [13]. Le contact métallurgique obtenu constitue un bon contact électrique puisque le Palladium est également utilisé pour la réalisation de contacts ohmiques sur GaAs [14]. Nous n'avons malheureusement pas pu utiliser ce métal pour des raisons techniques et comme nous allons le voir le contact électrique obtenu, même s'il n'est pas ohmique, nous a permis de mesurer des impulsions électriques d'amplitude tout à fait satisfaisante.

Mesures résolues temporellement

La taille des patches utilisés pour les mesures sur les lignes CPS 5/5/5 est de $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ pour le patch d'AlGaAs BT et de $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ pour le patch de GaAs BT. Dans le cas des lignes CPS 5/12.5/5, leur taille est identique et égale à $1 \times 1 \text{ mm}^2$. La longueur d'onde d'émission du laser est accordée à environ 810 nm (1.53 eV) soit 30 meV sous le gap d' $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$. Une telle longueur d'onde constitue un compromis entre un fort effet Franz-Keldysh et une faible densité de porteurs photogénérés par la sonde. La puissance moyenne du faisceau optique de pompe est d'environ 3,5 mW, celle du faisceau de sonde d'environ 1 mW.

La première mesure résolue temporellement réalisée sur les lignes 5/5/5 sur quartz a consisté à détecter les impulsions électriques générées par la pompe en mesurant le signal détecté par la sonde de manière synchrone avec le crêneau de tension appliqué à la ligne (modulation électrique). Dans ce cas, le hacheur mécanique est retiré du trajet de la pompe. Cette mesure permet, grâce à la courbe de calibration précédente, d'évaluer l'amplitude absolue des impulsions électriques générées. L'amplitude de ces impulsions, représentées sur la figure 4.14, est ainsi évaluée à environ 6.2 V. Si l'on traduit cette amplitude rapportée à la puissance optique moyenne de pompe incidente (ici 3.5 mW) en terme d'efficacité de commutation, on obtient un rendement d'environ 3 %/mW. Ce résultat est meilleur que celui rapporté par Adam *et al* ($< 0.56 \text{ \%}/\text{mW}$) dans une technologie où le report épitaxial de GaAs BT est effectué avant l'étape de métallisation [7]. On explique cette efficacité par la génération de porteurs dans les zones de

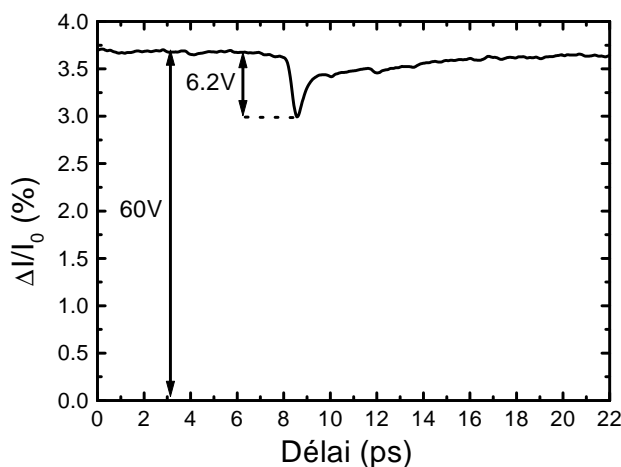


FIG. 4.14 – Impulsions électriques mesurées en modulation électrique à l’aide de patches reportés sur une ligne CPS 5/5/5 déposée sur quartz. La distance séparant les spots de pompe et de sonde est d’environ $400 \mu\text{m}$.

forts champs électriques situées au-dessus des métallisations. Ces zones situées sous les rubans dans une technologie classique ne sont habituellement pas atteintes (ou très peu) par le faisceau optique (ombre des métallisations). L’efficacité de commutation obtenue est ainsi comparable à celle rapportée par Pfeifer *et al* (2,2 %/mW) où l’écrantage du champ électrique est réalisé dans une configuration similaire mais une technologie différente [2].

Si la mesure en modulation électrique permet d’obtenir l’amplitude absolue des impulsions électriques générées, le rapport signal à bruit des mesures est cependant moins bon que celui que l’on peut obtenir à l’aide du hacheur mécanique modulant l’amplitude du faisceau de pompe (modulation optique). Cette seconde configuration a permis d’obtenir les courbes présentées sur les figures 4.15 et 4.16. La première figure correspond à une impulsion électrique mesurée sur une ligne CPS 5/5/5 déposée sur quartz dans les mêmes conditions que la mesure en modulation électrique présentée précédemment. La rapidité des impulsions électriques obtenues (720 fs à mi-hauteur) et le rapport signal/bruit de la mesure (environ 300) permettent d’obtenir après transformée de Fourier un spectre s’étendant jusqu’à 3 THz (figure 4.15). En ce qui concerne les impulsions électriques mesurées sur les lignes CPS 5/12.5/5 après 1 mm de propagation (figure 4.16), elles présentent une largeur à mi-hauteur légèrement plus importante (760 fs) et un rapport signal/bruit comparable. Le temps de montée de 10 % à 90 % est de 490 fs. Le spectre des impulsions s’étend alors jusqu’à plus de 2.5 THz grâce à une dynamique de 3 décades (60 dB). Ces caractéristiques temporelles et fréquentielles s’expliquent par le temps de vie subpicoseconde des porteurs photogénérés ($\tau_{1/e} \simeq 700 \text{ fs}$) et par les très faibles pertes de propagation de la ligne CPS sur quartz. Les pertes diélectriques sont très faibles et les pertes par onde de choc (cf. chapitre 5) sont considérablement réduites grâce à la faible permittivité du quartz.

Les effets de la mesure

Contrairement aux mesures exposées dans le chapitre 3 où l’on utilise les propriétés d’électroabsorption du substrat pour la mesure, l’ajout de matériaux sur la ligne de transmission sous

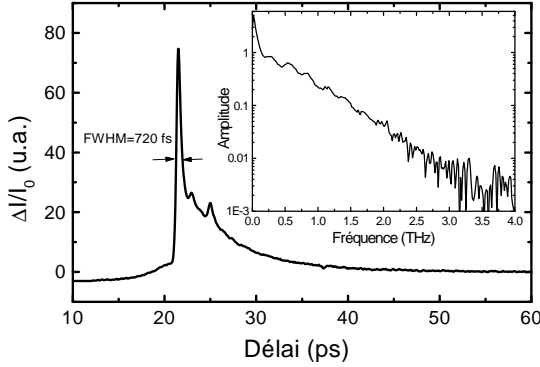


FIG. 4.15 – Impulsions électriques mesurées en modulation optique sur une ligne CPS 5/5/5 déposée sur substrat de quartz (la tension appliquée à la ligne est de 40 V). Le spectre de l'impulsion est représenté en encart.

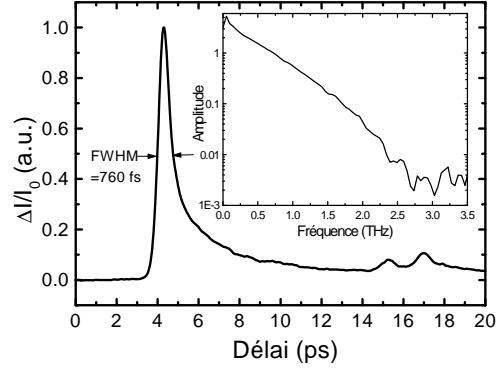


FIG. 4.16 – Impulsions électriques mesurées en modulation optique sur une ligne CPS 5/12.5/5 déposée sur substrat de quartz (la tension appliquée à la ligne est de 60 V). Le spectre de l'impulsion est représenté en encart.

test engendre ici une perturbation au niveau de la propagation du signal électromagnétique. On remarque ainsi sur les figures 4.15 et 4.16 la présence d'échos de faible amplitude à la suite de l'impulsion principale. Ces échos sont d'autant plus faibles que la largeur de la ligne est grande et leur retard par rapport au pic principal dépend de la taille des patchs et de la position des spots de pompe et de sonde à l'intérieur des patchs. Ces échos proviennent en fait de la modification de la permittivité effective de la ligne due à la présence des patchs. A chaque extrémité des patchs, la discontinuité d'impédance provoque la réflexion d'une partie du signal qui la traverse comme l'illustre la figure 4.17. Leur signe est identique à celui du pic principal car l'onde voit une augmentation d'impédance au passage de la transition entre la partie de la ligne recouverte par le patch et la partie sans patch. Le coefficient de réflexion d'une impulsion se propageant sur une zone avec patch et rencontrant la zone sans patch est donné par :

$$\rho = \frac{Z_{sp} - Z_p}{Z_{sp} + Z_p} \quad (4.1)$$

où Z_p et Z_{sp} sont les impédances caractéristiques de la ligne respectivement avec et sans patch. Le patch agit comme un superstrat qui modifie la permittivité effective et l'impédance caractéristique de la ligne. Il n'existe pas de formule simple pour calculer ces éléments en présence du patch. Néanmoins, on peut estimer qualitativement que la présence du patch entraîne une augmentation de la permittivité effective de la ligne, moyenne entre la permittivité du substrat et du superstrat. Cette augmentation se traduit par un abaissement de l'impédance caractéristique de la ligne. Des simulations électromagnétiques comme par exemple la résolution des équations de Laplace avec un maillage fin permettrait d'extraire des informations quantitatives.

L'amplitude des échos reste relativement faible (4,5 % dans le cas de la ligne CPS 5/12.5/5) et leur retard peut être ajusté en modifiant la position des spots à l'intérieur des patchs (ou en utilisant des patchs de tailles différentes), ils peuvent être pratiquement superposés à l'impulsion principale lorsque les spots sont placés sur l'extrémité des patchs. De plus, leur amplitude dépend de l'épaisseur des patchs mais également de la nature du semiconducteur sur lequel repose

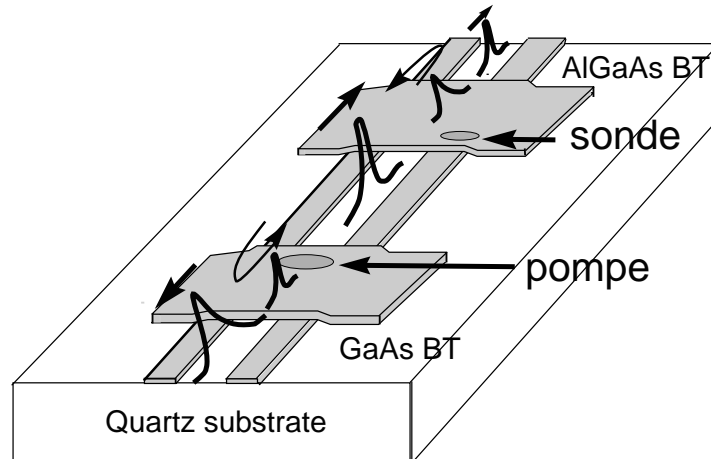


FIG. 4.17 – Schéma illustrant la naissance des échos lors de la propagation des impulsions électriques à travers les patches.

la ligne sous test. On peut en effet s’attendre à une variation relative de la permittivité effective de la ligne d’autant plus faible que la permittivité du substrat est élevée.

La perturbation engendrée par la présence de patches sur la ligne à tester est beaucoup plus faible que celle que peut occasionner la présence d’un cristal électro-optique du type LiTaO_3 ($\epsilon_r=42$), d’autant qu’il est très difficile d’obtenir des épaisseurs aussi fines avec ce type de matériau.

Nous avons vu dans le chapitre 3 que la résolution temporelle des mesures d’échantillonnage Franz-Keldysh était essentiellement limitée par la durée des impulsions laser et par la convolution temporelle entre les impulsions optiques de sonde et l’impulsion électrique. Si l’on estime la taille du spot de sonde égale environ à la largeur d’un ruban (soit $5 \mu\text{m}$), le temps de transit du signal électrique à travers le spot de sonde est d’environ 30 à 40 fs (la vitesse de propagation sur une ligne CPS déposée sur quartz est d’environ $180 \mu\text{m/ps}$). D’autre part, si l’on néglige les effets d’absorption et de résonance Fabry-Pérot à l’intérieur du patch, on peut estimer le temps de transit des impulsions optiques de sonde dans la zone de champ électrique à environ 50 fs (un aller-retour dans un patch de $2 \mu\text{m}$ d’épaisseur à la vitesse de $83 \mu\text{m/ps}$). Cependant, une mesure d’intercorrélacion optique (cf. chapitre 2) entre une impulsion optique de référence délivrée par le laser et une impulsion de sonde réfléchiée par un miroir d’or sur lequel a été collé un patch d’AlGaAs BT révèle une petite distorsion des impulsions réfléchies. Cette mesure d’intercorrélacion à 810 nm est représentée sur la figure 4.18.A. Après déconvolution, la largeur à mi-hauteur des impulsions optiques de sonde est estimée à 200 fs environ. Cet élargissement temporel est attribué à la dispersion d’indice de l’AlGaAs près du gap et surtout à un effet de résonance Fabry-Pérot dans le patch d’AlGaAs BT qui augmente le temps de résidence des impulsions optiques de sonde dans la zone de champ électrique et donc la durée de convolution entre impulsions optiques et impulsions électriques. La résolution temporelle reste toutefois très bonne et cet effet de résonance améliore sans doute la sensibilité de la détection comme l’a montré Tayebati par la réalisation de modulateurs à effet Franz-Keldysh à très haut facteur de contraste [15]. Dans les conditions expérimentales employées ($\lambda=810 \text{ nm}$), la distorsion de l’impulsion est peu importante; elle peut cependant devenir très néfaste lorsque la longueur d’onde utilisée

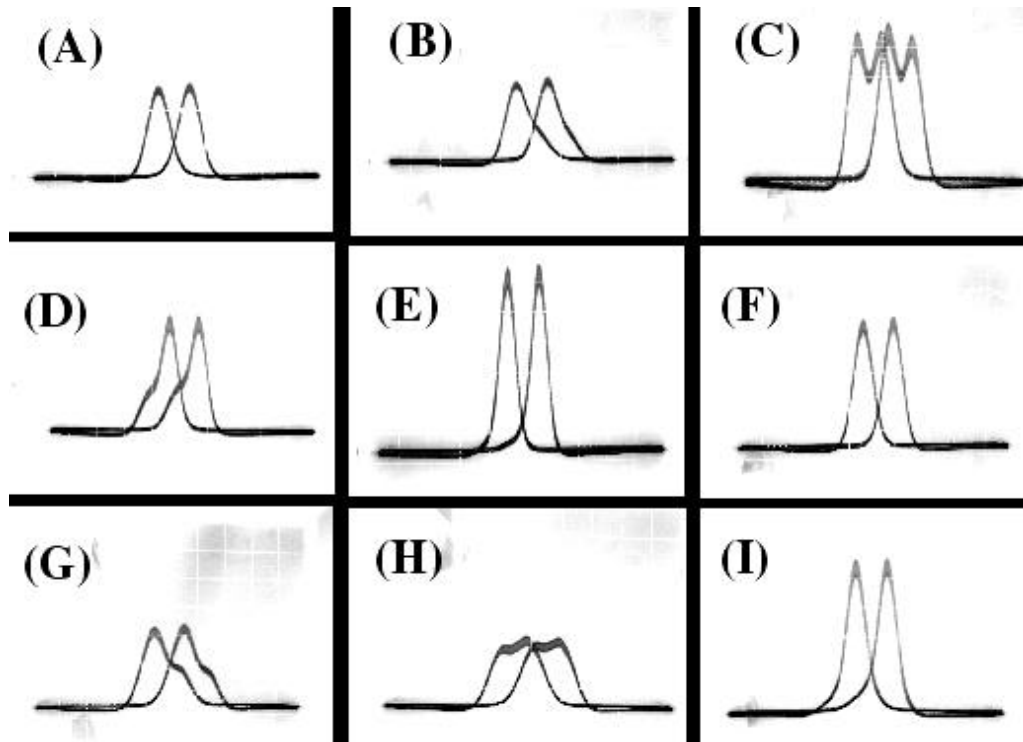


FIG. 4.18 – Mesures d’intercorrélacion optique réalisée sur un patch d’AlGaAs déposé sur or en fonction de la longueur d’onde du faisceau laser (les lettres font références aux positions des points sur le spectre d’absorption de la figure 4.19. Le dédoublement des impulsions est dû au dispositif expérimental (voir chapitre 2).

est très proche d’un pic de résonance Fabry-Pérot. Les figures 4.19 et 4.18 illustrent l’effet de résonance de Fabry-Pérot et les mesures d’intercorrélacion effectuées en différents points de la courbe de réflexion des patches. On observe un véritable dédoublement de l’impulsion optique de sonde lorsque les interférences dans le patch d’AlGaAs BT sont les plus destructives (points C et H). La largeur à mi-hauteur déconvoluée des impulsions optiques de sonde dépasse alors 300 fs. Le dépôt d’une couche anti-reflet permettrait d’annuler cet effet de résonance.

Ces mesures montrent que l’épaisseur des patches, déjà déterminante en ce qui concerne les perturbations électromagnétiques occasionnées sur la ligne, joue également un rôle très important dans la sensibilité et la résolution temporelle de la mesure. La maîtrise de cette épaisseur permet de réaliser un compromis judicieux entre la résolution temporelle et la sensibilité de la mesure.

En résumé, nous avons démontré la possibilité d’utiliser le report “post-process” de couches épitaxiales de GaAs BT et d’AlGaAs BT pour respectivement générer et détecter des impulsions électriques subpicosecondes sur une ligne CPS. Cette méthode permet d’utiliser un dispositif expérimental simplifié puisque la mesure peut désormais être effectuée avec la même longueur d’onde pour les faisceaux optiques de pompe et de sonde. Cette longueur d’onde légèrement supérieure au gap de GaAs permet de générer des électrons ayant un excédent énergétique assez faible par rapport au minimum de la bande de conduction. Leur vitesse est alors plus importante et leur temps de vie plus court que lorsqu’ils sont excités à l’aide d’un faisceau bleu. Les patches utilisés peuvent être collés par force de Van der Waals à un endroit précis sur la ligne ce qui

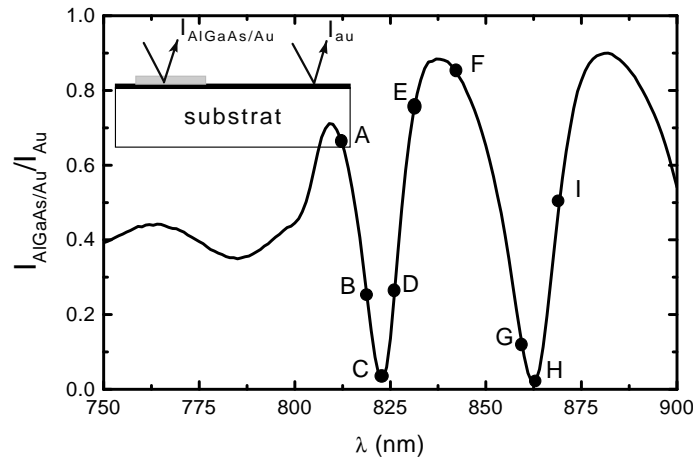


FIG. 4.19 – Spectre d'intensité réfléchie sur un patch d'AlGaAs BT de $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur déposé sur or.

permet de contrôler les délais entre les échos. Les temps de montée des impulsions électriques mesurées (inférieurs à 500 fs) traduisent une très bonne résolution temporelle essentiellement limitée par la durée des impulsions laser et le temps de transit des impulsions de sonde dans le patch d'AlGaAs BT. Enfin, la sensibilité obtenue est tout à fait satisfaisante : elle permet d'obtenir une dynamique de 60 dB et une largeur spectrale supérieure à 2,5 THz.

Nous verrons dans le chapitre 5 comment l'utilisation de cette technique a permis la mesure des paramètres S d'un filtre réjecteur intégré sur quartz.

4.4 Une pointe pour générer, une pointe pour détecter...

La dernière étape de l'évolution de notre système de mesure a consisté à combiner l'utilisation de la pointe polarisante à celle des patches de GaAs BT et d'AlGaAs BT.

4.4.1 Première tentative

La première idée à essayer était de poser la pointe polarisante sur le patch d'AlGaAs BT à proximité de la zone sondée (figure 4.20). Malheureusement, nous avons observé dans ce cas et quelque soit le signe de la polarisation de la pointe par rapport aux rubans de la ligne une concentration du champ électrique statique sous la pointe et un champ trop faible autour des rubans pour obtenir un effet d'électroabsorption satisfaisant. Les causes ne sont pas totalement éclaircies mais cette constatation est sans doute liée à l'asymétrie très importante des contacts électriques.

4.4.2 Deuxième tentative

De manière à améliorer le contact électrique entre la pointe et le patch, nous avons réalisé des patches présentant des contacts métalliques en or sur lesquels sera posée la pointe polarisante

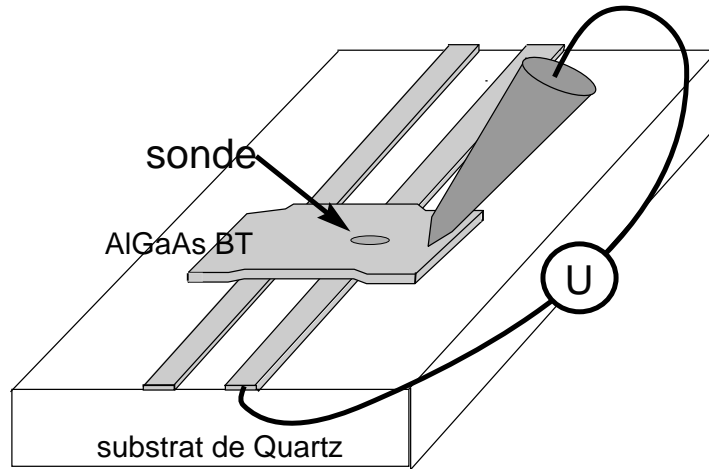


FIG. 4.20 – Première tentative de mesure combinant la pointe polarisante et le report de patches.

(figure 4.21). Si la réalisation de ces patches n'a pas présenté de réelles difficultés, leur report s'est en revanche avéré périlleux car la couche métallique pourtant très fine rigidifie le patch. L'adhésion du report est donc aléatoire et seuls quelques uns d'entre eux ont permis de réaliser une mesure. De plus, le manque d'adhérence du patch pose des problèmes de vibrations mécaniques de la couche lorsqu'une tension alternative est appliquée entre les rubans et la pointe, une fine couche d'air peut alors apparaître entre les rubans et le patch et donner naissance à des interférences de Fabry-Pérot (cf. figure 4.22). Les variations de l'épaisseur de cette cavité avec la tension entraînent une variation du signal reçu par la photodiode au même rythme que les variations de tension. Les réglages de la sonde en modulation électrique sont donc erronés puisqu'on obtient un signal de très forte amplitude (presque 100 %) lorsque la modulation des interférences est maximale, c'est-à-dire lorsque la résonance mécanique du patch est atteinte. Toutefois, même si ces résonances mécaniques peuvent intervenir à hautes fréquences étant données les faibles dimensions et masses des patches, elles sont fortement atténuées au-delà de quelques centaines de kHz. Une solution pour palier ce problème est d'appliquer une tension statique suffisamment intense entre les rubans et la pointe pour plaquer le patch sur les rubans par attraction électrostatique et d'appliquer ensuite en plus de cette forte tension statique une faible modulation de tension à plusieurs centaines de kHz. Le signal de sonde est ensuite démodulé à cette fréquence.

Cette procédure de réglage a permis de réaliser des mesures dynamiques. Afin d'éliminer toute possibilité d'électroabsorption statique due à une tension entre les rubans, nous avons utilisé une ligne CPS constituée de 2 rubans larges de $2 \mu\text{m}$ séparés de $10 \mu\text{m}$ dont l'extrémité est court-circuitée. Cette ligne est déposée sur un substrat de GaAs SI sur lequel a préalablement été épitaxiée une couche de GaAs BT de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Pour générer une impulsion électrique sur cette ligne dont les rubans sont court-circuités, nous avons posé à quelques dizaines de μm des rubans une pointe métallique portée à un potentiel U_2 par rapport aux rubans. Le spot de pompe est focalisé sur la zone séparant la pointe des rubans. Une tension U_1 est appliquée entre les rubans et la pointe polarisante posée sur la partie métallisée du patch d'AlGaAs BT. Cette configuration de mesure est illustrée sur la figure 4.21. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.23. Ils constituent les premières mesures réalisées par échantillonnage Franz-Keldysh sans polarisation statique de la ligne. L'impulsion électrique mesurée présente un temps de montée

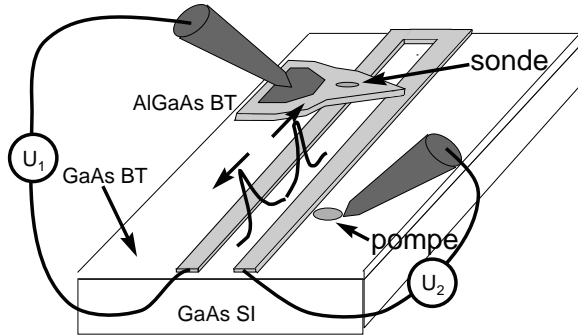


FIG. 4.21 – Configuration de mesure utilisant le report d'un patch métallisé d'AlGaAs pour la détection et une pointe métallique en contact avec le substrat pour la génération.

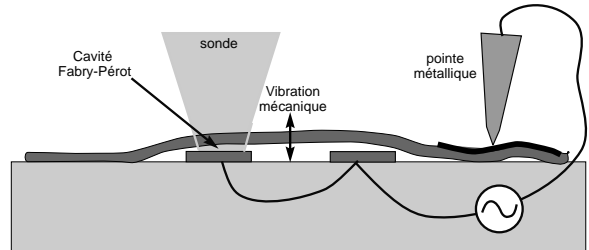


FIG. 4.22 – Illustration du phénomène d'interférence pouvant intervenir lorsque la tension entre le pointe et les rubans est modulée à basse fréquence (qq kHz).

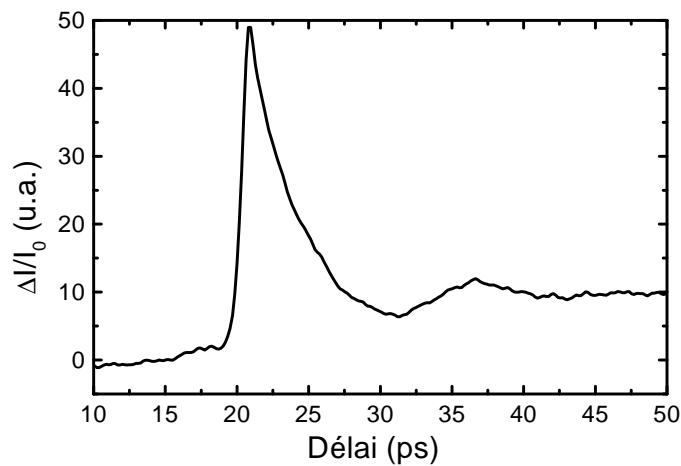


FIG. 4.23 – Impulsions électriques mesurées sur une ligne CPS 2/10/2 déposée sur GaAs BT dans la configuration de la figure 4.21 ($U_1=15$ V, $U_2=48$ V).

inférieur à 1 ps. Le temps de décroissance en $1/e$ est évalué à environ 4 ps. Une composante plus lente peut être observée à la suite de l'impulsion, nous l'attribuons à la création par la pompe de porteurs à temps de vie long dans le substrat de GaAs SI.

4.4.3 Réalisation d'une sonde à effet Franz-Keldysh

Les résultats précédents et notamment la possibilité de plaquer le patch contre les rubans grâce à l'application d'une tension statique entre la pointe et les rubans nous ont conduit à réaliser une sonde d'échantillonnage où le patch n'est plus collé par forces de Van der Waals sur l'échantillon mais collé à l'extrémité d'une pointe métallique à l'aide d'une goutte de colle conductrice à l'argent. L'avantage d'une telle réalisation est que le patch peut être positionné et déplacé à volonté et qu'il peut être utilisé pour la caractérisation de plusieurs lignes de transmission. La manipulation de la pointe se fait par l'intermédiaire d'un micro-manipulateur. Le patch est approché à proximité des rubans (quasiment en contact, voir fig. 4.24). L'application d'une tension statique entre la pointe et les rubans suffit comme précédemment à plaquer le patch contre les électrodes. Comme précédemment et pour éviter les effets de résonance mécanique du patch, le réglage de la sonde à l'aide du GBF se fait en appliquant une faible tension alternative à une fréquence de 200 kHz en plus d'une polarisation continue de plusieurs dizaines de volts entre la pointe et les rubans. L'échantillon "test" utilisé est une ligne CPS 10/25/10 déposée sur une couche de 1 μm de GaAs BT déposée sur substrat de GaAs SI. La pompe est focalisée entre les deux rubans de la ligne pour réaliser un contact glissant (cf. figure 4.25).

Les résultats obtenus en fonction de la tension de polarisation de la ligne sont représentés sur la figure 4.26. Ces résultats montrent une proportionnalité de l'amplitude des impulsions électriques mesurées en fonction de la tension appliquée à la ligne (fig. 4.27). Cette évolution nous montre que la tension appliquée à la ligne n'intervient pas sur la sensibilité de la détection. D'autre part, les impulsions électriques mesurées présentent une forme temporelle symétrique est une largeur à mi-hauteur de plusieurs picosecondes. Cette durée est attribuée à la distance importante parcourue par l'impulsion électrique entre le point de génération et celui de détection (plusieurs millimètres) et donc aux pertes de propagation.

Enfin, la mesure d'un léger photocourant continu entre la pointe et l'un des rubans nous permet d'envisager d'utiliser ce type de pointe mais cette fois en GaAs BT pour générer des impulsions électriques d'amplitude réglable sur une ligne de transmission déposée sur un substrat quelconque et polarisée à une tension arbitraire. La vérification expérimentale de cette idée n'a pas encore été faite.

Les différentes évolutions apportées au dispositif de mesure (pointe polarisante, report de patches) ont permis de surmonter les limites du dispositif basique présenté dans le chapitre 3. La réalisation d'une sonde mobile en AlGaAs BT constitue une étape importante vers la réalisation d'un outil de caractérisation général et applicable à un grand nombre de circuits hyperfréquences ultra-rapides.

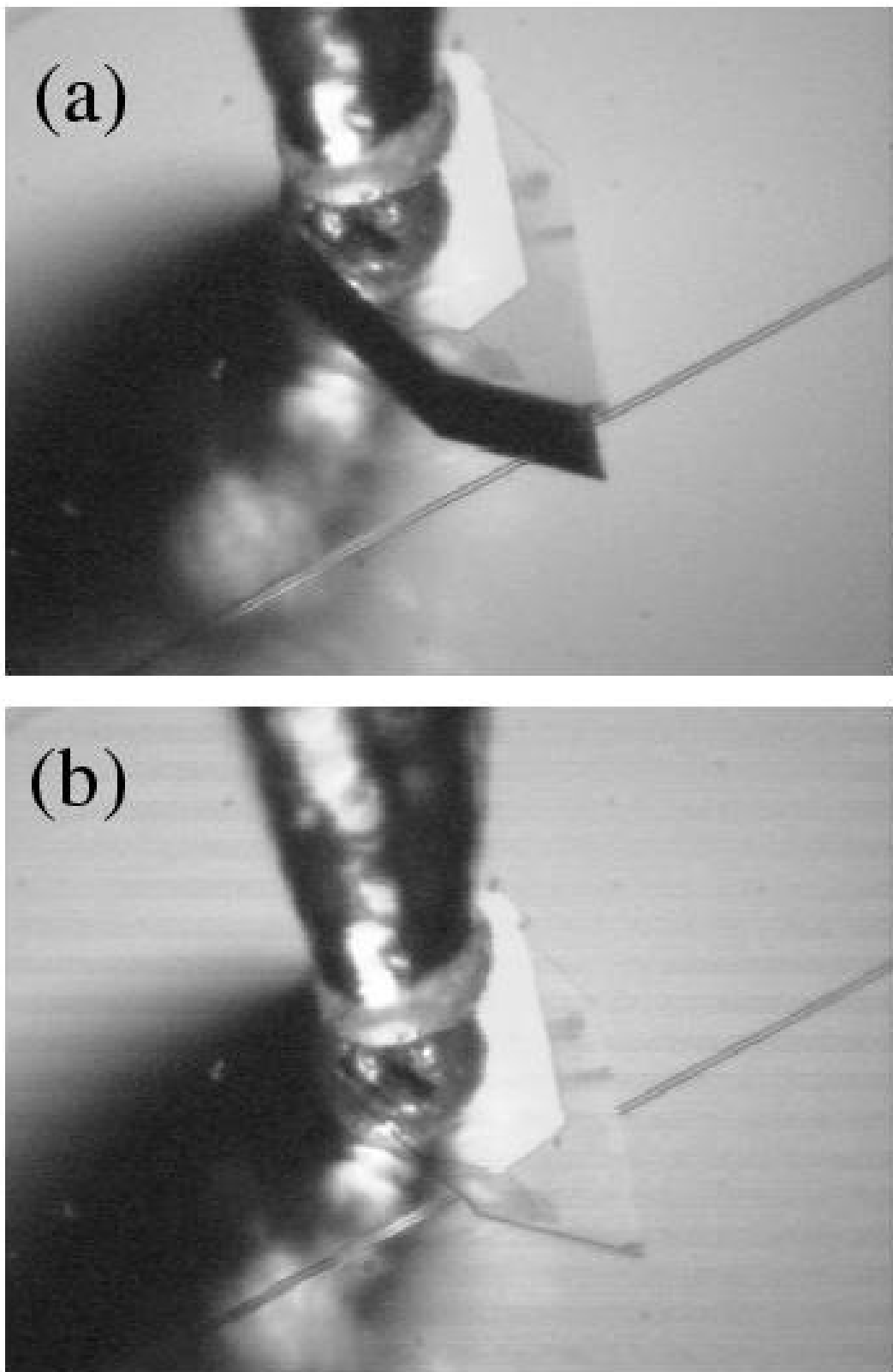


FIG. 4.24 – Photographies de la pointe d'échantillonnage Franz-Keldysh réalisée : pointe levée(a) et pointe posée sur les rubans (b).

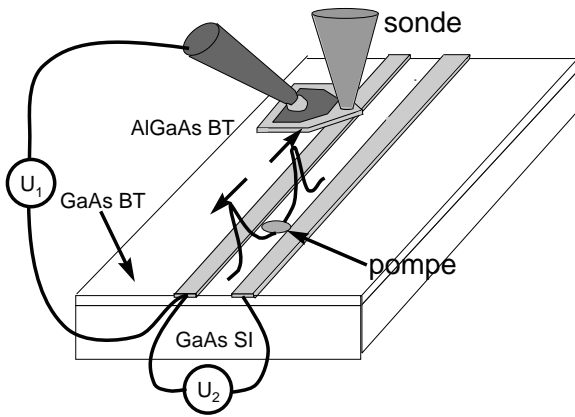


FIG. 4.25 – Configuration de mesure utilisant la sonde à effet Franz-Keldysh pour la détection

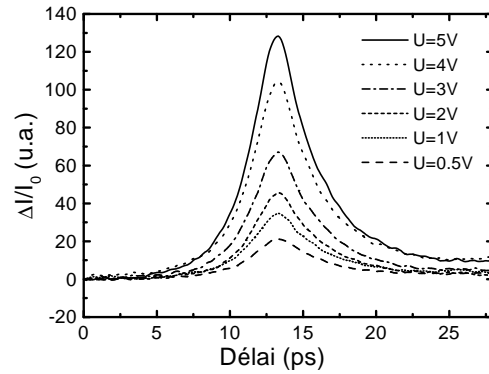


FIG. 4.26 – Impulsions électriques générées sur GaAs BT et mesurées à l'aide d'une sonde à effet Franz-Keldysh en AlGaAs en fonction de la tension de polarisation de la ligne U_2 ($U_1=34.5$ V). La distance de propagation est ici de plusieurs mm.

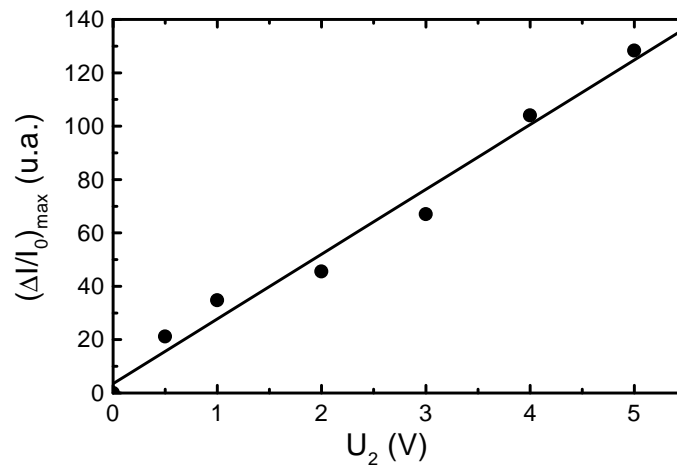


FIG. 4.27 – Amplitude des impulsions électriques mesurées en fonction de la tension appliquée à la ligne. Les points correspondent aux mesures, la droite est une régression linéaire.

4.5 Vers la caractérisation d'un Transistor Bipolaire à Hétérojonction

Les évolutions du dispositif de mesure présentées précédemment permettent d'envisager la caractérisation d'un composant actif rapide. La dernière condition concerne l'intégration de ce composant au sein d'une ligne de transmission de longueur suffisante pour permettre la mesure temporelle sans être gêné par les échos provenant des extrémités de la ligne. Une collaboration active avec les équipes réalisant les composants rapides et plus particulièrement les transistors a donc été indispensable afin d'intervenir dès la conception des masques de lithographie.

La réduction des longueurs de grille des transistors HEMT classiques permet d'atteindre des fréquences de coupure d'environ 500 GHz. Le transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) permet d'envisager des fréquences de fonctionnement encore plus élevées. Récemment, l'Université de Californie à Santa Barbara rapportait d'ailleurs la réalisation de TBH présentant des fréquences maximales d'oscillation de 820 GHz [16] et même 1,1 THz [17]. Ces résultats sont cependant extrapolés sur près d'une décade après une mesure à l'analyseur de réseaux jusque 110 GHz.

Nous nous sommes donc naturellement orienté vers la caractérisation de ce type de composant dont la technologie est développée à l'IEMN par M.Zacknour. Il s'agit plus précisément d'un transistor InP/InGaAs dont les paramètres de croissance ont été optimisés par E.Lefebvre [18]. En l'état actuel des choses, le transistor est en cours de réalisation et nous n'avons donc pas encore pu appliquer les techniques mises au point à sa caractérisation. Le travail que nous présentons ici concerne donc essentiellement l'intégration du composant au sein d'une ligne coplanaire à deux rubans de plusieurs millimètres de longueur. Ce choix nous a été dicté par notre expérience de mesure sur ce type de ligne de transmission. D'autre part, ses dimensions (rubans larges de $10\ \mu\text{m}$ séparés de $5\ \mu\text{m}$) ont été choisies par un compromis entre les pertes résistives et les pertes radiatives de la ligne (cf. chapitre 5).

L'intégration du composant sur une telle ligne est représentée sur la figure 4.28. Il s'agit ici d'un montage en émetteur commun, le plus couramment utilisé dans les applications hautes fréquences.

La figure 4.29 montre les différents niveaux de masques utilisés pour la réalisation du transistor. Un champ comprend un certain nombre de composants destinés à la mesure à l'analyseur de réseaux et quatre lignes de transmission permettant la mesure de deux types de transistors (à doigts d'émetteur larges de $1\ \mu\text{m}$ ou $0,7\ \mu\text{m}$) sous deux excitations distinctes ("petit-signal" et "grand-signal").

L'excitation "grand-signal" pourra être réalisée grâce à l'intégration d'un photocommutateur de type "Auston" (figure 4.29). L'excitation "petit-signal" pourra se faire classiquement par un contact glissant. Dans cette deuxième topologie, les lignes de propagation ont été allongées en respectant les dimensions réduites du champ de masquage. Pour cela, nous avons utilisé une courbure des lignes de transmission (cf. figure 4.29). La longueur totale des accès au composant est alors de 4 mm. Elle est de 2,5 mm dans le cas des lignes sans courbure.

En régime "petit-signal", les tensions optimales pour la montée en fréquence du transistor sont en général situées autour de 1 V pour V_{CE} et environ 0,8 V pour V_{BE} . Ces valeurs et la nature du substrat (InP) imposent l'utilisation de la sonde d'échantillonnage Franz-Keldysh. En ce qui concerne la génération, une première étape consistera à utiliser les propriétés de photoconduction du substrat d'InP SI et à étudier la réponse indicielle du composant en petit

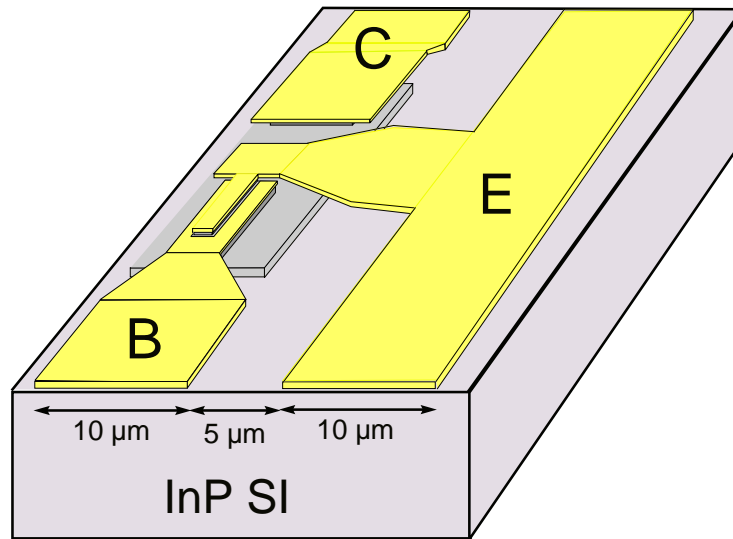


FIG. 4.28 – Schéma de l'intégration du transistor bipolaire à hétérojonction au sein de la ligne CPS.

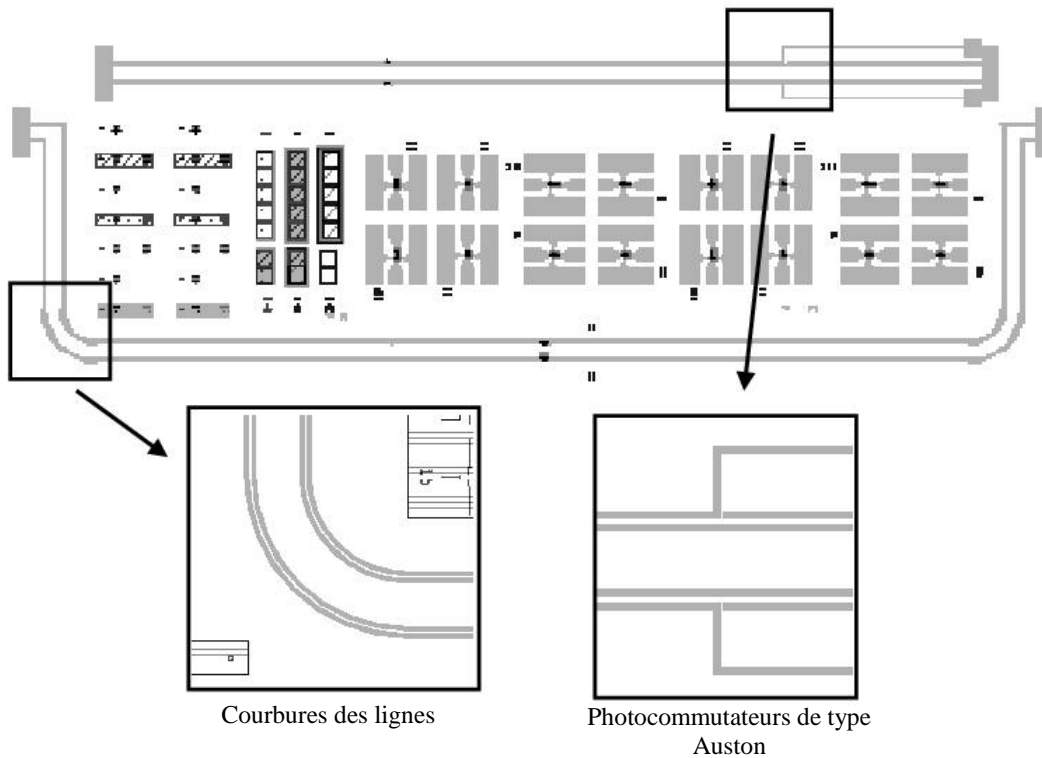


FIG. 4.29 – Niveaux d'un champ d'écriture des masques utilisés pour la technologie du transistor bipolaire à hétérojonction.

ou grand signal. Nous aurons ainsi accès à la mesure du temps de commutation des composants. Dans un deuxième temps, l'utilisation du report de patches de GaAs BT ou l'utilisation d'une sonde en GaAs BT nous permettront d'étudier la réponse impulsionnelle du composant, d'en déduire ses limites intrinsèques dans le domaine fréquentiel (f_t , f_{max}) et d'établir ses paramètres S.

Bibliographie

- [1] D.R.Dykaar and S.B.Darack, “Simple technique for picosecond electrical pulse injection into arbitrary circuits”, Appl. Phys. Lett. **65**, 2525 (1994).
- [2] T.Pfeifer, H.-M.Heiliger, H.G.Roskos, and H.Kurz, “Generation and detection of picosecond pulses with freely positionable photoconductive probes”, IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. **43**, p. 2856 (1995).
- [3] J.Kim, S.Williamson, J.Nees, S.-I.Wakana, and J.Whitaker, “Photoconductive sampling probe with 2.3-ps temporal resolution and 4- μ V sensitivity”, Appl. Phys. Lett. **62**, p. 2268 (1993).
- [4] J.-R.Hwang, R.K.Lai, J.Nees, T.Norris, and J.F.Whitaker, “A field-sensitive photoconductive probe for sampling through passivation layers”, Appl. Phys. Lett. **69**, p. 2211 (1996).
- [5] H.-M.Heiliger, T.Pfeifer, H.G.Roskos and H.Kurz, “External photoconductive switches as generators and detectors of picosecond electric transients”, Microelectron. Eng. **31**, p. 415 (1996).
- [6] H.-M.Heiliger, M.Nagel, H.G.Roskos, and H.Kurz, “Low-dispersion thin-film microstrip lines with cyclotene (benzocyclobutene) as dielectric medium”, Appl. Phys. Lett. **70**, p. 2233 (1997).
- [7] R.Adam, M.Mikulics, A.Förster, J.Schelten, M.Siegel, P.Kordos, X.Zheng, S.Wu, and R.Sobolewski, “Fabrication and subpicosecond optical response of low-temperature-grown GaAs freestanding photoconductive devices”, Appl. Phys. Lett. **81**, p. 3485 (2002).
- [8] E.Yablonoitch, T.Gmitter, J.P.Harbisson and R.Bhat, “Extreme selectivity in the lift-off of epitaxial GaAs films”, Appl. Phys. Lett. **87**, p. 2222 (1987)
- [9] C.Carter-Coman, R.Bicknell-Tassius, R.G.Benz, A.S.Brown and N.M.Jokerst, “Analysis of GaAs substrate removal etching with citric acid : H_2O_2 for application to compliant substrates”, J.Electrochem.Soc. **144**, p. L29 (1997)
- [10] M.Funato, S.Fujita and S.Fujita, “Integration of GaN with Si using a AuGe-mediated wafer bonding technique”, Appl. Phys. Lett. **77**, p. 3959 (2000)
- [11] S.Arscott, P.Mounaix and D.Lippens, “A transferred substrate process for InP-based HBV devices”, J. Vac. Sci. Technol. **B 18**, p. 50 (2000)
- [12] E.Yablonoitch, D.M.Hwang, T.J.FLopez and J.P.Harbisson, “Van der Waals bonding of GaAs epitaxial liftoff films onto arbitrary substrates”, Appl. Phys. Lett. **56**, p. 2419 (1990)
- [13] E.Yablonoitch, T.Sands, D.M.Hwang, I.Schnitzer, T.J.Gmitter, S.K.Shastry, D.S.Hill, and J.C.C. Fan, “Van der Waals bonding of GaAs on Pd leads to a per-

- manent, solid-phase-totpotaxial, metallurgical bond”, *Appl. Phys. Lett.* **59**, p. 3159 (1991).
- [14] T.C.Shen, G.B.Gao, and H.Morkoç, “Recent developments in ohmic contacts for III-V compound semiconductors”, *J. Vac. Sci. Technol.* **B 10**, p. 2113 (1992).
- [15] P.Tayebati, “High contrast, high reflectivity, optical modulator using the Franz-Keldysh effect in a thin film of GaAs”, *Appl. Phys. Lett.* **63**, p. 2878 (1993).
- [16] Q.Lee, S.C.Martin, D.Mensa, R.P.Smith, J.Guthrie, and M.J.W.Rodwell, “Submicron transferred-substrate Heterojunction Bipolar transistors”, *IEEE Electron. Device Lett.* **20**, p. 396 (1999).
- [17] M.Rodwell, Y.Betsler, S.Jaganathan, T.Mathew, P.K.Sundarajan, S.C.Martin, R.P.Smith, Y.Wei, M.Urtega, D.Scott and S.Long, “Submicron lateral scaling of HBTs and other vertical-transport devices : towards THz bandwidths”, in *Proceedings Gallium Arsenide applications Symposium.* , GAAS 2000, Paris.
- [18] E.Lefebvre, “Epitaxie par Jets Moléculaires et caractérisations physiques de nouvelles structures verticales pour Transistors Bipolaires à Hétérojonctions”, Thèse de Doctorat de l’Université des Sciences et Technologie de Lille, en préparation.
- [19] L.Desplanque, J.-F.Lampin, and F.Mollot, “Generation and detection of THz pulses using post-process bonding of low temperature GaAs and AlGaAs”, submitted to *Appl. Phys. Lett.*
- [20] L.Desplanque, J.-F.Lampin, and F.Mollot, “Ultrafast sampling of THz pulses using post-process bonding of low temperature grown epitaxial layers”, *Tech. Dig. Int. Conf. THz Electron., THz’2003 F-5*, Sendai (Japan), Sept. 2003.

Chapitre 5

Application de l'échantillonnage Franz-Keldysh à la caractérisation de composants THz

Au-delà des composants actifs eux-mêmes, les paramètres essentiels limitant la montée en fréquence des circuits intégrés monolithiques sont l'intégration et l'interconnexion des composants. La caractérisation d'un composant actif par un dispositif fréquentiel dans une bande de fréquence restreinte (<100 GHz) permet par extrapolation d'obtenir ses performances "intrinsèques" (ex : f_t , f_{max} pour un transistor). Néanmoins l'utilisation pratique du composant aux fréquences élevées (>100 GHz) ne peut se faire que par le couplage avec des lignes de transmission efficaces. De même la mesure temporelle étant par essence large bande, l'intégration du composant au sein d'une ligne performante est indispensable. Une première étape nécessaire à la caractérisation de composants par échantillonnage optique ultra-rapide est donc l'étude des structures de propagation utilisées dans les circuits intégrés monolithiques. La recherche de lignes de transmission adaptées à la propagation de signaux électriques picosecondes ou subpicosecondes, à l'intégration de composants à échelle submicronique et enfin à notre technique de mesure, a été une partie prépondérante de cette thèse. Nous décrirons dans un premier temps les mesures de pertes réalisées sur différents types de lignes de transmission. La seconde étape consiste à démontrer la mesure des paramètres S d'un composant passif planaire intégré (un filtre réjecteur) à l'aide des différentes configurations de la technique d'échantillonnage Franz-Keldysh mise au point.

5.1 Les lignes de transmission THz

Dans cette partie, après une brève description des différents types de lignes utilisées dans les circuits intégrés, nous présentons plus particulièrement les études réalisées sur trois structures de propagation prometteuses pour la transmission de signaux électriques ultra-rapides : la ligne coplanaire à deux rubans, la ligne coplanaire à trois rubans et la ligne microruban.

5.1.1 Généralités sur les lignes de transmission

Les paramètres caractéristiques d'une ligne de transmission

Une ligne de transmission pour circuit intégré est définie par :
- le nombre, la géométrie et la nature des électrodes qui la composent.

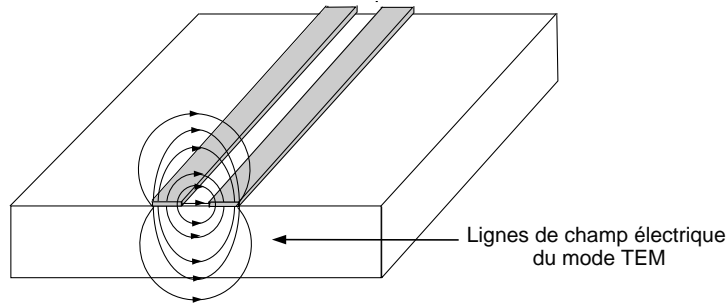


FIG. 5.1 – La ligne à deux rubans coplanaires : géométrie et lignes de champ électrique

- son support mécanique ou substrat caractérisé par ses dimensions et sa permittivité diélectrique relative.

En général, plusieurs modes de propagation électromagnétique peuvent exister sur une même ligne. Si les lignes de champs électriques et magnétiques de ces modes sont comprises dans un même plan transverse à la ligne de propagation, on parle de modes Transverse ElectroMagnétique (TEM). Chaque mode est défini par une constante de propagation complexe dépendant de la fréquence : $\gamma(f) = \alpha(f) + j\beta(f)$. La partie réelle de cette constante induit des pertes sur le signal transmis (dissipation dans les métaux ou dans le substrat diélectrique) et la partie imaginaire détermine la vitesse de phase des ondes propagées sur la ligne. En effet, on a :

$$v_{\phi}(f) = \frac{2\pi f}{\beta(f)} \quad (5.1)$$

où f est la fréquence du signal propagé.

On peut alors définir une permittivité effective pour chaque mode de la ligne de propagation par la relation 5.2.

$$\epsilon_{eff}(f) = \left(\frac{c_0}{v_{\phi}(f)}\right)^2 = \left(\frac{\beta(f)c_0}{2\pi f}\right)^2 \quad (5.2)$$

où c_0 est la célérité de la lumière dans le vide.

La variation de la permittivité diélectrique effective du mode avec la fréquence détermine les propriétés de dispersion de la ligne pour le mode considéré. Lorsqu'on parle des pertes ou de la dispersion d'une ligne, on parle des caractéristiques du mode principal de la ligne (quasi-TEM en général). De même, l'impédance caractéristique d'une ligne correspond à celle du mode quasi-TEM principal.

Les principales lignes de transmission

Les lignes coplanaires

La technologie planaire présente de nombreux avantages : elle permet une intégration aisée des composants et elle offre la possibilité d'obtenir des dimensions inter-électrodes facilement inférieures aux longueurs d'onde mises en jeu.

Parmi les différentes structures de propagation planaires, deux lignes, duales l'une de l'autre, se distinguent. Il s'agit de la ligne coplaire à deux rubans (CPS³²) et du guide d'onde coplaire

³²CoPlanar Stripline

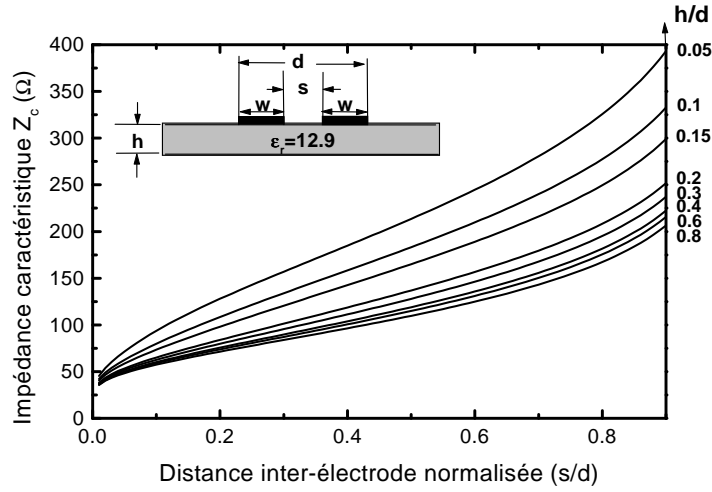


FIG. 5.2 – Impédance caractéristique d’une ligne CPS sur GaAs

(CPW³³)[22].

La ligne coplanaire à deux rubans ou CPS, descendante historique de la ligne bifilaire de Lecher [2], est la plus simple. Elle est constituée de deux rubans métalliques déposés sur un substrat (en général semiconducteur). Elle ne propage qu’un seul mode fondamental quasi-TEM. La géométrie de cette ligne ainsi que les lignes de champs électriques du mode quasi-TEM sont représentées sur la figure 5.1. L’impédance caractéristique des lignes CPS sur substrat de GaAs est rapportée sur la figure 5.2 pour différents rapports d’aspect. Ces calculs par transformation conforme sont réalisés dans le cadre d’une approximation quasi-statique [1]. La ligne CPS est relativement peu dispersive et la vitesse de phase des ondes propagées peut être estimée en considérant que la moitié des lignes de champ électrique sont dans l’air, l’autre moitié dans le substrat. On a donc une permittivité effective moyenne entre les permittivités relatives de l’air et du substrat et donc une vitesse intermédiaire entre ces deux milieux (cf. relation 5.3).

$$v_{\phi}(f) \simeq v_{\phi} = \frac{\sqrt{2}c_0}{\sqrt{\epsilon_{r,substrat} + 1}} \quad (5.3)$$

où c_0 désigne la vitesse de la lumière dans le vide. On suppose que le substrat d’épaisseur infinie et les métallisations d’épaisseur nulle.

La ligne CPS est peu utilisée dans les circuits intégrés monolithiques car son impédance caractéristique est relativement élevée, ce qui pose des problèmes d’adaptation en particulier avec les systèmes de mesure (50 Ω). Ses dimensions réduites et l’absence de plans de masse en font pourtant comme nous le verrons par la suite un candidat intéressant pour la propagation de signaux électriques ultra-rapides.

Cette ligne ne doit pas être confondue avec la ligne à fente³⁴ où les rubans sont de dimension semi-infinie et qui supporte comme mode fondamental un mode quasi-TE (Transverse Electric) très dispersif. Sur ce type de ligne, la concentration de l’énergie propagée décroît

³³CoPlanar Waveguide

³⁴slotline

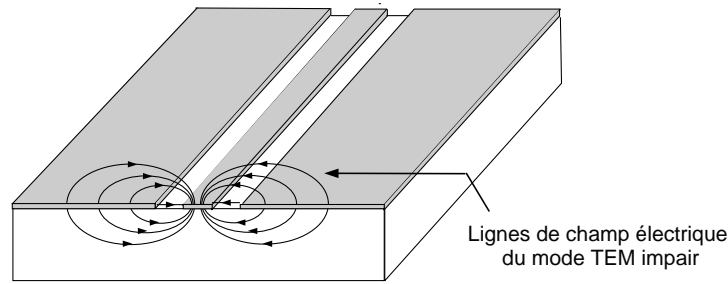


FIG. 5.3 – Le guide coplanaire : géométrie et lignes de champ électrique

fortement lorsqu'on s'éloigne de la fente mais l'extension latérale des lignes de champ dépend fortement de la fréquence.

Le guide coplanaire (cf. figure 5.3) est constitué de trois rubans métalliques déposés sur un substrat. Les deux rubans extérieurs constituent le plan de masse de la ligne. Ils sont théoriquement de dimension semi-infinie mais en pratique on vérifie simplement que leur largeur est grande devant la distance inter-masse ($d=2s+w$) (cf. figure 5.4). Ce type de ligne peut supporter deux modes de propagation fondamentaux :

- un mode impair quasi-TEM
- un mode pair quasi-TE très dispersif

Les termes pair et impair font référence à la parité de la composante horizontale du champ électrique à l'interface GaAs-air. Dans le cas du mode impair représenté sur la figure 5.3, les composantes horizontales des champs électriques entre chaque fente sont de signe opposé. Elles sont de signe identique dans le cas du mode pair dont le comportement est très proche du mode fondamental de la ligne à fente précédemment évoqué.

En pratique, on utilise donc le mode impair peu dispersif. Sa vitesse de phase, comme dans le cas de la ligne CPS, est définie par la relation 5.3. Le mode pair peut apparaître à haute fréquence si la ligne présente une discontinuité. Il est en général court-circuité par l'utilisation de ponts à air qui imposent un potentiel identique sur les deux plans de masse. L'impédance caractéristique des lignes CPW sur substrat de GaAs est représentée sur la figure 5.4 pour différents rapports d'aspect.

Dans le cas de toutes les lignes planaires, la présence d'un plan de masse sur la face arrière du substrat modifie considérablement les caractéristiques de propagation de la ligne à hautes fréquences. Dans toutes les études que nous avons menées sur les lignes planaires, des précautions ont été prises pour éviter de telles perturbations (cf. dispositifs expérimentaux présentés dans le chapitre 2).

Les lignes microrubans

Dans les circuits intégrés micro-ondes classiques, la ligne microruban (MSL³⁵) est la plus utilisée car sa technologie est relativement simple. Elle est en effet constituée d'un ruban métallique déposée sur la face avant du substrat et d'un plan de masse métallisé sur la face arrière (cf. figure 5.5). Les substrats utilisés sont généralement en alumine (Al_2O_3) ou semiconducteur et la tenue mécanique du circuit impose des épaisseurs de plusieurs centaines de microns. L'impédance

³⁵MicroStrip Line

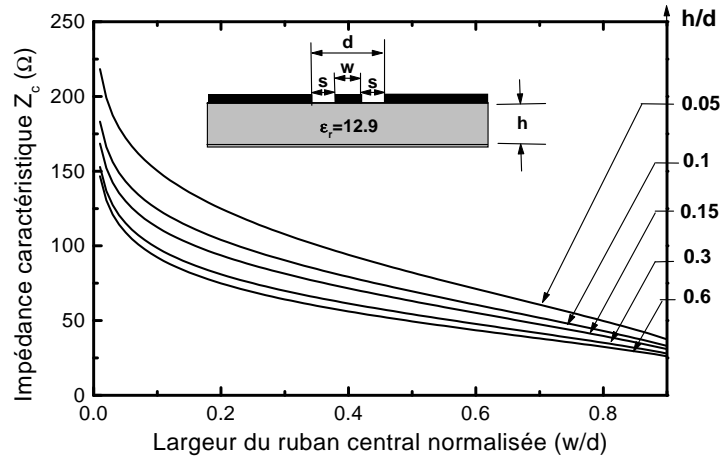


FIG. 5.4 – Impédance caractéristique d’une ligne CPW sur GaAs

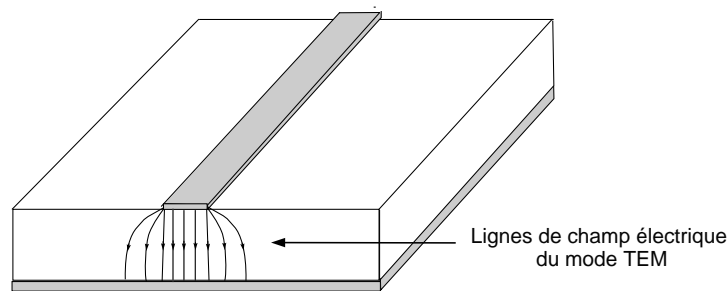


FIG. 5.5 – La ligne micro-ruban : géométrie et lignes de champ électrique

caractéristique et la permittivité effective d’une ligne microruban sur substrat de GaAs sont présentées sur la figure 5.6. Au contraire des lignes coplanaires, la permittivité effective et donc la vitesse de phase des ondes propagées dépendent du rapport d’aspect entre l’épaisseur du substrat et la largeur du ruban. Lorsque la fréquence augmente, les dimensions caractéristiques de la ligne deviennent comparables à la longueur d’onde ce qui entraîne l’apparition de modes de propagation d’ordre supérieur. Une solution pour repousser l’apparition de ces modes très dispersifs consiste à diminuer l’épaisseur de substrat jusqu’à des dimensions inférieures à $100 \mu\text{m}$ et à utiliser un autre substrat comme support mécanique. Ce type de ligne microruban sur matériau diélectrique mince (TFMSL³⁶) a été proposée par Heiliger *et al* en 1997 [9] en utilisant un matériau polymère comme matériau diélectrique. Nous présenterons dans la suite des mesures réalisées sur ce même type de ligne mais en utilisant un matériau semiconducteur aminci à $15 \mu\text{m}$, en l’occurrence de l’arséniure de gallium semi-isolant.

³⁶Thin Film Microstrip Line

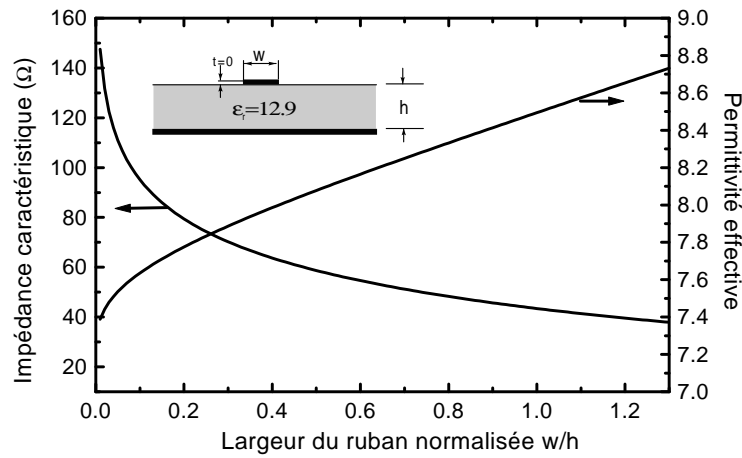


FIG. 5.6 – Impédance caractéristique et permittivité effective d'une ligne microruban sur GaAs

Les pertes des lignes de propagation

Les pertes des lignes de propagation peuvent être de différentes origines. L'importance de chaque type de pertes dépend des dimensions de la ligne, de la fréquence de fonctionnement mais aussi de l'environnement, c'est-à-dire la nature et les dimensions du matériau diélectrique sur lequel la ligne repose.

Les pertes peuvent être réparties en trois catégories :

a. Les pertes résistives ou pertes métalliques (α_c)

Ces pertes sont dues à la conductivité finie des métaux utilisés. Elles augmentent lorsque la dimension des électrodes est réduite et lorsque l'impédance caractéristique de la ligne diminue. Elles s'amplifient également avec la racine de la fréquence de fonctionnement (effet de peau).

b. Les pertes diélectriques (α_d)

Elles sont liées aux propriétés d'absorption du substrat à la fréquence considérée. Leur évolution en fonction de la fréquence dépend donc des pertes du matériau diélectrique utilisé comme substrat. L'origine physique de ces pertes peut être attribuée à l'absorption par des phonons ou des porteurs libres lorsque le substrat est un semiconducteur, à de la relaxation diélectrique lorsqu'il s'agit d'un polymère. Ces pertes sont résumées par un paramètre dépendant de la fréquence noté $\tan \delta$. Le tableau 5.7 nous donne les pertes de certains matériaux aux fréquences THz ou subTHz.

c. Les pertes par rayonnement (α_r)

Ces pertes inexistantes dans les structures fermées (guides d'onde métalliques) sont plus ou moins présentes pour les structures ouvertes utilisées en microélectronique. La présence de discontinuités d'impédance sur une ligne de transmission peut induire un rayonnement électromagnétique dans l'air ou le substrat. Cependant, un rayonnement dans le substrat peut se produire

Matériaux	Fréquence (GHz)	$\tan \delta$
GaAs SI	600 GHz [12]	$7.53 \cdot 10^{-4}$
	1000 GHz [4]	$1.34 \cdot 10^{-3}$
	1800 GHz	$1.31 \cdot 10^{-3}$
Si HR [3]	100 GHz	$1.4 \cdot 10^{-4}$
	200 GHz	$0.6 \cdot 10^{-4}$
	300 GHz	$0.4 \cdot 10^{-4}$
Si (1500 Ω .cm) [3]	100 GHz	$17 \cdot 10^{-4}$
	200 GHz	$10 \cdot 10^{-4}$
	300 GHz	$8 \cdot 10^{-4}$
	400 GHz	$9 \cdot 10^{-4}$
BCB (cyclotène 3022) (Dow Corning)	400 GHz	$2.5 \cdot 10^{-3}$
	1000 GHz	$7.5 \cdot 10^{-3}$
Quartz cristallin (α -SiO ₂) (O) [3]	900 GHz	$8 \cdot 10^{-4}$
	1200 GHz	$7.5 \cdot 10^{-4}$
Quartz cristallin (α -SiO ₂) (E) [3]	900 GHz	$0.5 \cdot 10^{-4}$
	1200 GHz	$0.7 \cdot 10^{-4}$
Silice fondue (SiO ₂) [3]	400 GHz	$1.7 \cdot 10^{-4}$
	500 GHz	$2.7 \cdot 10^{-4}$
	600 GHz	$3.6 \cdot 10^{-4}$
	700 GHz	$5.1 \cdot 10^{-4}$
	800 GHz	$5.9 \cdot 10^{-4}$
	900 GHz	$6.2 \cdot 10^{-4}$
	1000 GHz	$6.4 \cdot 10^{-4}$
Verre Pyrex [3]	100 GHz	$125 \cdot 10^{-4}$
	300 GHz	$255 \cdot 10^{-4}$
	900 GHz	$494 \cdot 10^{-4}$
Polyéthylène [3]	400 GHz	$1.7 \cdot 10^{-4}$
	500 GHz	$1.9 \cdot 10^{-4}$
	600 GHz	$1.5 \cdot 10^{-4}$
	700 GHz	$1.4 \cdot 10^{-4}$
	1000 GHz	$1.3 \cdot 10^{-4}$
PTFE [3]	400 GHz	$4 \cdot 10^{-4}$
	600 GHz	$2 \cdot 10^{-4}$
	1000 GHz	$2 \cdot 10^{-4}$
Saphir (HEMLITE) [3]	100 GHz	$4.6 \cdot 10^{-4}$
	200 GHz	$6.5 \cdot 10^{-4}$
	350 GHz	$9.4 \cdot 10^{-4}$

FIG. 5.7 – Pertes diélectriques de différents matériaux

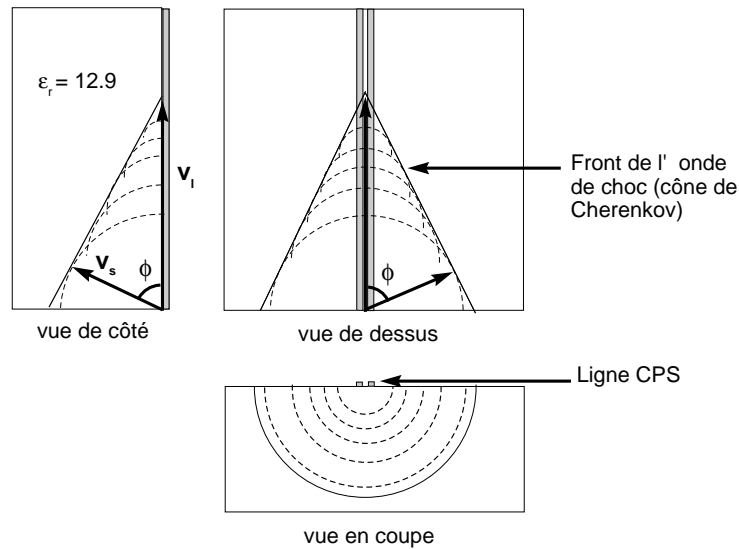


FIG. 5.8 – Principe du rayonnement par onde de choc électromagnétique

de manière spontanée sans discontinuité lorsque la fréquence est élevée. On parle alors de couplage avec des modes de substrat ou d'onde de surface. L'importance de ces pertes, faibles devant les pertes résistives ou diélectriques à basse fréquence, est méconnue et souvent négligée à haute fréquence. Nous verrons dans la suite que ces radiations peuvent prendre une importance considérable.

Cas d'un substrat de dimensions infinies

L'origine physique de ces pertes par radiation a été pour la première fois étudiée théoriquement [17] et expérimentalement [18] dans le domaine temporel par D.R.Grischkowsky dans le cas d'une ligne CPS. Il assimile une impulsion électrique très courte se propageant sur une ligne CPS à un dipôle électromagnétique se propageant à l'interface entre deux matériaux diélectriques différents. La vitesse d'un signal électrique sur une ligne planaire est une moyenne entre la vitesse de l'onde électromagnétique dans l'air et celle dans le substrat. Le dipôle (l'impulsion électrique) constitue alors une source rayonnante se déplaçant à une vitesse supérieure à celle des ondes électromagnétiques qu'elle rayonne dans le substrat. Ce type de rayonnement par "onde de choc" électromagnétique se rencontre également en physique des particules ou en optique ultra-rapide [19] et porte le nom d'"Effet Cherenkov". D'après le principe de diffraction de Huygens, comme les longueurs d'ondes rayonnées sont supérieures aux dimensions du dipôle rayonnant, l'impulsion électrique peut être considérée comme une source ponctuelle émettant un rayonnement sphérique. Il s'agit plus précisément d'un rayonnement hémisphérique si le contraste d'indice entre l'air et le substrat est important. En effet, le contraste de permittivité diélectrique entre l'air et le substrat confine l'énergie électromagnétique dans le matériau de plus fort indice. Ces caractéristiques sont telles que le front de l'onde rayonnée forme un demi-cône dont le cosinus de l'angle au sommet correspond au rapport de la vitesse de l'onde rayonnée dans le substrat à la vitesse de l'impulsion électrique sur la ligne ($\cos\phi = \frac{v_s}{v_l} = \frac{\sqrt{\epsilon_r} c f}{\sqrt{\epsilon_r} v_s}$) (cf. figure 5.8). Pour une ligne coplanaire sur GaAs, $\phi=42.8^\circ$.

Plusieurs études, et notamment celle menée par Rutledge [5], ont permis, grâce à un modèle

quasi-statique basé sur le principe de réciprocité, d'établir des formules prédisant les pertes par radiation des lignes coplanaires. Ces lois décrivent une augmentation des pertes par radiation avec le cube de la fréquence et le carré de la largeur de la ligne. Elles augmentent également fortement avec la permittivité diélectrique du substrat. Rutledge démontre que les pertes par radiation, exprimées en m^{-1} , sont définies par les relations 5.4 et 5.5, respectivement pour une ligne CPW et une ligne CPS.

$$\alpha_r = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(1 - 1/\epsilon_r)^2}{\sqrt{1 + 1/\epsilon_r}} \frac{d^2}{\lambda_d K' K} \quad (5.4)$$

$$\alpha_r = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \sqrt{2} \sqrt{1 + 1/\epsilon_r} \frac{d^2}{\lambda_d K' K} \quad (5.5)$$

$$k_{CPS} = \frac{s}{d} \quad (5.6)$$

$$k_{CPW} = \frac{w}{d} \quad (5.7)$$

$$k' = \sqrt{1 - k^2} \quad (5.8)$$

K et K' désignent les intégrales elliptiques du premier ordre de module k et k' ($K'(k) = K(k')$). L'expression de k est donnée par les relations 5.6 et 5.7, respectivement pour une ligne CPS et une ligne CPW. Dans les deux cas, k' est donné par la relation 5.8.

$$\frac{\alpha_{r,cpw}}{\alpha_{r,cps}} \simeq 3 \frac{\epsilon_r}{\epsilon_r + 1} \simeq 3 \quad (5.9)$$

Les formules 5.5 et 5.4 permettent une comparaison des pertes des deux lignes coplanaires étudiées. La relation 5.9 permet d'établir qu'à dimensions équivalentes et sur substrat de GaAs ($\epsilon_r = 12.9$), les pertes par radiations d'une ligne CPS sont trois fois moins importantes que celles d'une ligne CPW. Néanmoins, comme nous le verrons par la suite, si les plans de masse de la ligne CPW ne sont plus semi-infinis mais de largeur comparable à celle du ruban central, les pertes par radiation sont fortement diminuées [5, 6].

Cas d'un substrat de dimensions finies

Pour un substrat d'épaisseur finie (comme c'est le cas en pratique), l'énergie rayonnée par un signal électrique picoseconde se propageant sur une ligne coplanaire est confinée dans le substrat par le contraste d'indice entre le substrat et l'air. Cette énergie "s'organise" après de multiples réflexions sur les parois du substrat en plusieurs modes de propagation ayant des caractéristiques et notamment des vitesses de phase différentes. Ces modes non-TEM sont très dispersifs et leur constante de phase normalisée s'étend de 1 à basse fréquence jusqu'à $\sqrt{\epsilon_r}$ à l'infini (cf. figure 5.9). La relation de dispersion de ces modes de la plaque diélectrique constituée par le substrat (considéré ici comme infiniment large) peut être calculée à partir des équations transcendentales 5.10 et 5.11, respectivement pour les modes TE_n et TM_n [24]. L'indice n indique le nombre de noeuds de champ électrique sur l'épaisseur de la plaque.

$$\nu \tan \left[\pi \left(\frac{h}{\lambda_0} - \frac{n}{2} \right) \right] = \sqrt{\epsilon_r - \nu^2 - 1} \quad (5.10)$$

$$\nu \tan \left[\pi \left(\frac{h}{\lambda_0} - \frac{n}{2} \right) \right] = \epsilon_r \sqrt{\epsilon_r - \nu^2 - 1} \quad (5.11)$$

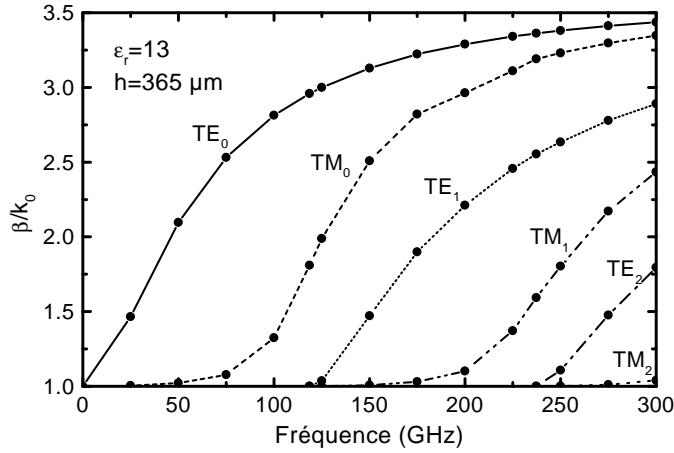


FIG. 5.9 – Diagramme de dispersion des modes d'une plaque diélectrique constituée par un substrat de permittivité relative $\epsilon_r=13$ et d'épaisseur $h=365 \mu\text{m}$.

où

$$\nu = \frac{k}{k_0} = \sqrt{\epsilon_r - \frac{\beta^2}{k_0^2}}$$

et

$$\lambda_0 = \frac{c_0}{f}.$$

La présence d'un plan métallique sur l'une des faces de la plaque diélectrique modifie la courbe de dispersion des modes et en particulier la fréquence de coupure des modes TE. La fréquence de coupure du mode TE_0 est alors donnée par la relation [1] :

$$f_{c,TE_0} = \frac{c_0}{4h\sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad (5.12)$$

Alors que la fréquence de coupure du mode TE_0 était nulle dans le cas exposé sur la figure 5.9, elle est d'environ 60 GHz lorsqu'une des faces du substrat est recouverte d'un plan de masse. Dans le cas des lignes planaires, la présence ou non d'un plan métallique sur la face arrière du substrat joue donc un rôle très important au niveau des pertes de propagation.

Lorsqu'une ligne CPS est déposée sur un substrat d'épaisseur finie, il peut y avoir rayonnement par onde de choc à partir du moment où la vitesse des modes de substrat est inférieure à la vitesse de propagation du signal sur la ligne ($\cos\psi$ est alors réel). Ces fréquences, à partir desquelles le mode TEM fondamental de la ligne peut perdre son énergie au profit des modes de substrat, dépendent fortement de la constante diélectrique et de l'épaisseur du substrat. Pour un substrat et une ligne de dimensions "classiques" les fréquences de couplage interviennent à plusieurs dizaines voire centaines de GHz. Les relations 5.13 et 5.14 établies à partir des équations 5.10 et 5.11 permettent de résoudre l'égalité sur les vitesses de phase des premiers modes de substrat et du mode quasi-TEM de la ligne et de calculer les fréquences à partir desquelles

le rayonnement par onde de choc peut se produire.

$$f_{TE_0} = \frac{c_0}{4h} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r - 1}} \quad (5.13)$$

$$f_{TM_0} = \frac{c_0}{\pi h} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r - 1}} \arctan(\epsilon_r) \quad (5.14)$$

Dans le cas d'une ligne CPS sur substrat de GaAs épais de 385 μm , ces fréquences sont égales à 80 GHz pour le mode TE_0 et 152 GHz pour le mode TM_0 .

Le calcul des pertes du mode fondamental quasi-TEM par couplage avec des modes de substrat est très complexe. Rutledge a le premier tenté d'introduire l'épaisseur finie du substrat dans son modèle quasi-statique basé sur le principe de réciprocité [5]. La méthode de Galerkin a été utilisée quelques années plus tard pour calculer la dispersion des lignes CPW [23] et CPS [16]. Ces résultats ont été ensuite introduits par Frankel *et al* dans les formules établies par Rutledge pour modéliser des expériences d'échantillonnage électro-optique ultra-rapide [20]. Un calcul précis prenant en compte les pertes dans les modes de substrat a été établi par Phatak et Defonzo en 1990 par une méthode FWA³⁷ [24] puis par Ke *et al* en 1992 par une méthode SDA³⁸ [25]. Les résultats de Phatak *et al* ont notamment établi qu'à chaque croisement dans le diagramme de dispersion du mode TEM avec un mode de substrat, il y a "décrochement" dans la courbe de pertes du mode TEM ainsi qu'un "pic" dans sa courbe de dispersion. Un peu plus tard, Oliner [26] démontrait des résultats comparables pour des lignes microcrubans et CPW par une méthode de "mode matching".

On trouve cependant très peu de résultats dans la littérature concernant l'effet des dimensions latérales finies du substrat sur les pertes par radiation. Seuls , Tsuji et Shigesawa [27, 28], théoriquement, par une simulation basée sur la résolution des équations Maxwell par différences finies dans le domaine temporel (FDTD³⁹), et Shah *et al* [29], expérimentalement, ont observé un effet des conditions aux limites latérales sur les pertes des lignes coplanaires. Nous montrerons dans les mesures qui suivent que ces effets de bord ont une influence considérable sur les pertes.

5.1.2 Mise en évidence des effets du rayonnement par onde de choc électromagnétique dans les lignes CPS

Contexte de l'étude

De part sa topologie, la ligne CPS présente un intérêt particulièrement pratique pour les expériences d'échantillonnage ultra-rapide. En effet, grâce à la technique du "contact glissant", l'excitation optique du mode fondamental de la ligne se fait naturellement sans générer de modes parasites. Ce type de ligne a donc rapidement été utilisé lors de nombreuses expériences de propagation d'impulsions électriques picosecondes générées optiquement [13]. C'est ce type de ligne que nous avons naturellement utilisé dans un premier temps pour la mise au point et l'évolution de notre dispositif expérimental. Nous présenterons les mesures de pertes obtenues sur trois lignes CPS de largeurs différentes. Nous mettrons en évidence dans un premier temps l'importance des pertes par rayonnement sur une ligne CPS ainsi que les conséquences que

³⁷Full Wave Analysis

³⁸Spectral Domain Analysis

³⁹Finite Difference Time Domain

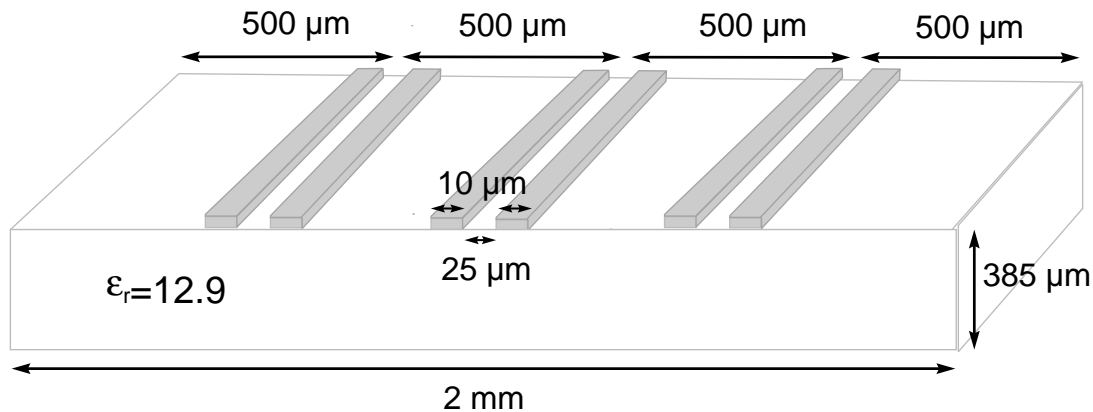


FIG. 5.10 – Géométrie de l'échantillon-test

peuvent engendrer ces pertes. Puis, nous étudierons les pertes de lignes CPS à largeur réduite et nous montrerons que cette réduction, bien qu'elle diminue fortement les pertes par rayonnement, entraîne une augmentation dramatique des pertes résistives.

Topologie de l'échantillon-test

L'échantillon est décrit en détail sur la figure 5.10. Il est constitué de trois lignes CPS identiques déposées sur un substrat de GaAs SI sur lequel une couche de GaAs BT de $1 \mu\text{m}$ a été préalablement épitaxiée puis recuite (cf. chapitre 2). Les trois lignes CPS sont réalisées par un procédé de lithographie optique puis une évaporation métallique (100 nm de Titane + 400 nm d'or). Elles sont chacune composées de deux rubans larges de $10 \mu\text{m}$ et séparés de $25 \mu\text{m}$, et présentent ainsi une impédance caractéristique égale à 115Ω environ (cf. figure 5.2). Les trois CPS ont une longueur de 20 mm et sont séparées par $500 \mu\text{m}$. Les deux lignes latérales sont également situées à $500 \mu\text{m}$ des bords de substrat, qui a donc une largeur totale de 2 mm. Après polissage de la face arrière, le substrat présente une épaisseur de $385 \mu\text{m}$. Enfin, pour obtenir un meilleur rapport signal à bruit, une couche anti-reflet est déposée sur l'arrière du substrat (cf. chapitre 2).

Résultats expérimentaux

Les mesures sur lignes CPS ont été réalisées par échantillonnage Franz-Keldysh interne (cf. chapitre 3). Une impulsion électrique picoseconde est générée après doublage de la fréquence optique du faisceau de pompe délivré par le laser (pompe bleue) et détectée grâce à un réglage du faisceau laser de sonde à la longueur d'onde de 890 nm (mesure face arrière).

Nous nous sommes dans un premier temps intéressés à la ligne centrale. La pompe est donc focalisée entre les deux rubans de cette ligne et la sonde focalisée sous le ruban de potentiel plus élevé. La tension de polarisation est de 60 V. La figure 5.11 présente les impulsions électriques mesurées pour différentes distances pompe-sonde, donc après différentes distances de propagation.

Les résultats obtenus permettent dans un premier temps une vérification de la vitesse de

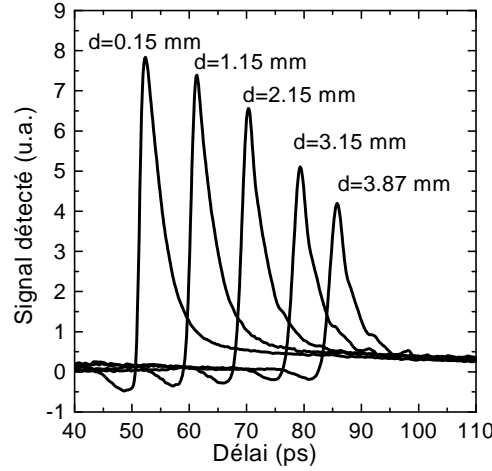


FIG. 5.11 – Signaux électriques mesurés en fonction de la distance de propagation

propagation de l'impulsion sur la ligne. La figure 5.12 représente la distance parcourue par l'impulsion en fonction du délai de détection au maximum de signal (délai au pic). La pente de la droite obtenue correspond à moins de 2 % près à la vitesse calculée en prenant une valeur de permittivité relative effective égale à $\frac{\epsilon_r+1}{2}$, soit une vitesse de 111 $\mu\text{m}/\text{ps}$ au lieu de 113 $\mu\text{m}/\text{ps}$ en théorie.

La figure 5.11 montre également une atténuation et une déformation importante de l'impulsion au cours de sa propagation. L'amplitude du signal diminue en effet de moitié après une propagation légèrement inférieure à 4 mm. Le temps de montée de 10 % à 90 % de l'impulsion, initialement égal à 1 ps, devient 2 ps après la même distance de propagation, ce qui traduit la perte de composantes hautes fréquences pour le signal propagé. Enfin, à partir de 3 mm de propagation, on remarque l'apparition de "petits pics" dans la pente de décroissance de l'impulsion électrique. Ces "pics" sont détectés avec un retard de quelques picosecondes par rapport au maximum de l'impulsion électrique.

Lorsqu'on augmente encore la distance de propagation, le nombre et l'amplitude de ces pics augmentent et après 9,58 mm de propagation, l'impulsion électrique est suivie d'une oscillation qui s'étend sur environ 60 ps (cf. figure 5.13).

Interprétation de la déformation de l'impulsion en terme d'onde de choc

La propagation d'une impulsion électrique sur une ligne CPS déposée sur un substrat diélectrique infini s'accompagne d'un rayonnement Cherenkov, d'autant plus important que la constante diélectrique du substrat est élevée. Ce rayonnement est émis suivant un demi-cône dont l'angle au sommet ϕ est tel que $\cos \phi = \frac{\sqrt{\epsilon_{r,eff}}}{\sqrt{\epsilon_r}}$. Une condition pour que ce rayonnement soit guidé dans le substrat est que l'angle ϕ d'émission de l'onde de choc soit inférieur à $\frac{\pi}{2} - \sin^{-1} \left(\frac{1}{n_{substrat}} \right)$ (Condition de réflexion interne totale). Cette condition est vérifiée dans le cas d'un substrat de GaAs puisque $\phi=42,8^\circ$ et $\frac{\pi}{2} - \sin^{-1} \left(\frac{1}{n_{GaAs}} \right)=73,8^\circ$. A partir d'un modèle simple basé sur les lois de l'optique géométrique, nous avons évalué le retard théorique entre l'impulsion électrique se propageant sur la ligne à la vitesse $v_{ligne} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{r,eff}}}$ et un rayonnement émis

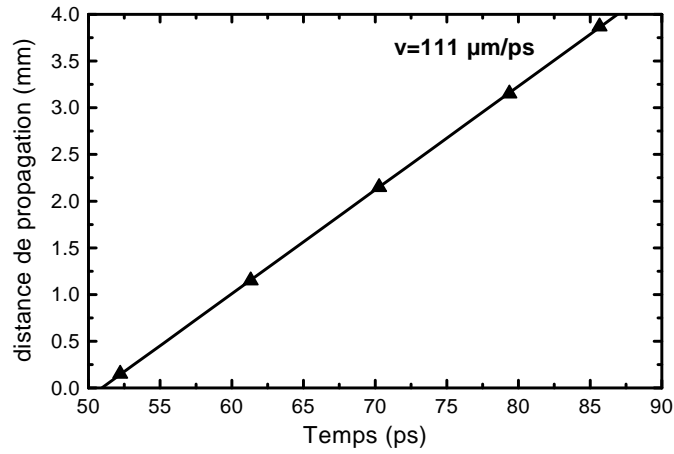


FIG. 5.12 – Distance parcourue par l'impulsion électrique en fonction du temps (l'origine des temps est arbitraire)

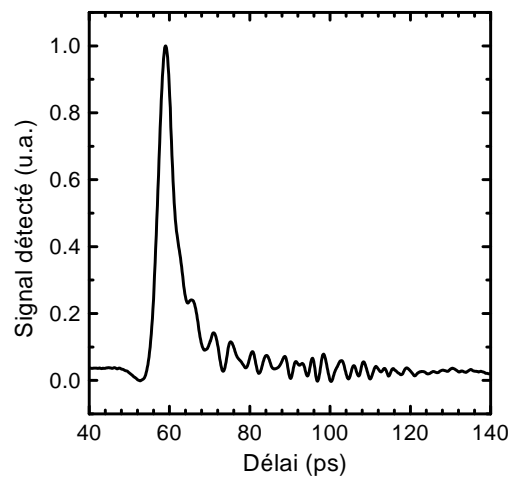


FIG. 5.13 – Signaux électriques mesurés après 9,58 mm de propagation

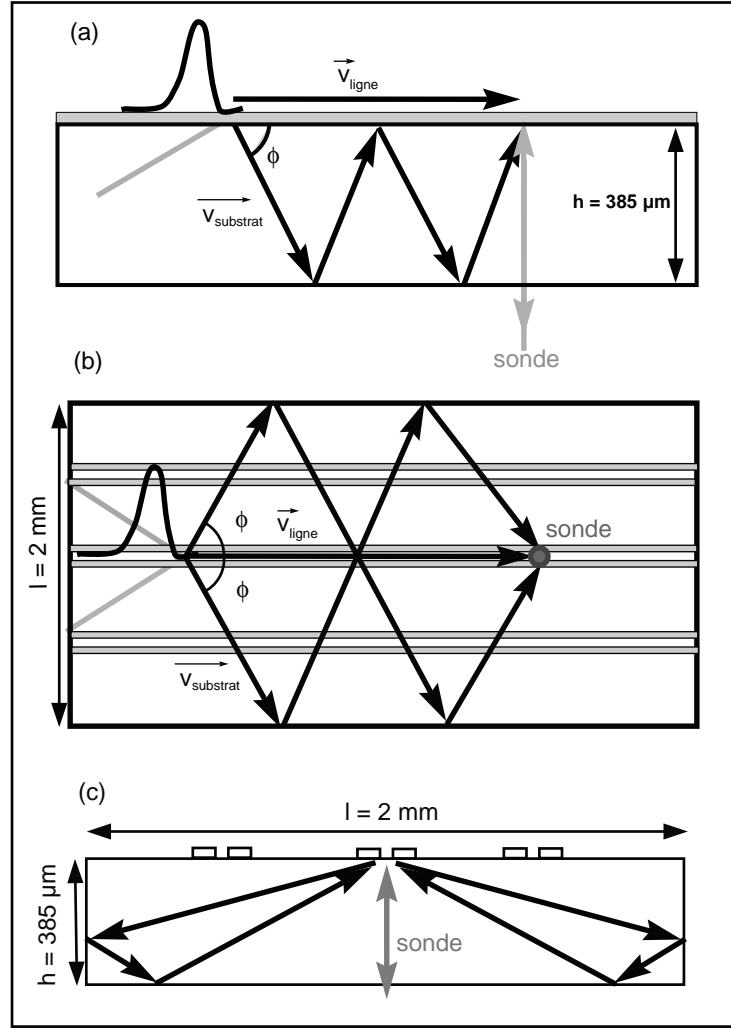


FIG. 5.14 – Trajet des impulsions rayonnées par onde de choc réfléchies par l'arrière du substrat (a), par les côtés du substrat (b) ou par les deux (c)

à partir de la ligne dans le substrat avec un angle ϕ et se propageant à la vitesse $v_{\text{substrat}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$. Les différents trajets possibles sont présentés sur la figure 5.14.

Pour les réflexions sur l'arrière du substrat, le délai est donné par la relation 5.15 où n représente le nombre de réflexions sur la face arrière du substrat, c la vitesse de la lumière dans le vide, h la hauteur du substrat ($385 \mu\text{m}$) et ϕ l'angle d'émission de l'onde de choc ($\phi = 42.8^\circ$). Pour les réflexions sur les bords latéraux du substrat, le délai est donné par la relation 5.16 où n représente le nombre de réflexions sur la face arrière du substrat, c la vitesse de la lumière dans le vide, l la largeur du substrat (2 mm) et ϕ l'angle d'émission de l'onde de choc ($\phi = 42.8^\circ$).

$$\Delta t = n \frac{2h}{c} \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{r,eff}}}{\sin \phi} - \frac{\sqrt{\epsilon_r}}{\tan \phi} \right) \quad (5.15)$$

$$\Delta t = n \frac{l}{c} \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{r,eff}}}{\sin \phi} - \frac{\sqrt{\epsilon_r}}{\tan \phi} \right) \quad (5.16)$$

Délais des pics par rapport au pic principal	Délais des réflexions sur l'arrière du substrat (cf. relation 5.15)	Délais des réflexions sur les bords latéraux (cf. relation 5.16)
6.58 ps	6.29 ps (1 réflexion)	-
12.18 ps	12.58 ps (2 réflexions)	-
16.52 ps	-	16.333 ps (1 réflexion)
21.84 ps	18.87 ps (3 réflexions)	-
25.34 ps	25.16 ps (4 réflexions)	-
29.96 ps	31.45 ps (5 réflexions)	-
32.62 ps	-	32.666 ps (2 réflexions)
34.3 ps	-	-
36.68 ps	37.74 ps (6 réflexions)	-
39.48 ps	-	-
43.96 ps	-	-
46.9 ps	-	-
49.42 ps	-	48.9 ps (3 réflexions)

FIG. 5.15 – Comparaison des délais des pics expérimentaux et de réflexions multiples sur les parois du substrat

Ces calculs réalisés à l'aide des lois de l'optique géométrique sont approximatifs puisque la réflexion interne totale d'un rayon sur une interface diélectrique s'accompagne en théorie d'un décalage apparent du rayon réfléchi (décalage de Goos-Haenchen [21]). La prise en compte de cet effet aurait conduit à considérer une épaisseur et une largeur de substrat effectives différentes de leur épaisseur physique réelle. Dans notre modèle, nous négligeons donc le déphasage introduit par les réflexions. Ces calculs bien qu'approximatifs fournissent, en particulier pour les premiers échos, une première indication sur l'origine de la déformation de l'impulsion électrique au cours de sa propagation.

Les retards des pics secondaires par rapport au sommet de l'impulsion électrique observés sur la figure 5.13 sont reportés dans le tableau 5.15. Dans ce tableau sont également indiqués les retards théoriques avec lesquels serait détectée une impulsion électromagnétique, rayonnée par onde de choc au cours de la propagation de l'impulsion électrique sur la ligne, et qui se serait réfléchi sur les parois du substrat (face arrière ou côtés) avant d'être mesurée au point d'échantillonnage. En ce qui concerne les retards calculés, nous avons considéré les réflexions uniquement sur l'arrière du substrat et les réflexions uniquement sur les côtés du substrat. On remarque que pour chaque retard calculé, il existe un pic sur la courbe expérimentale dont le délai par rapport à l'impulsion incidente est assez proche. Les réflexions hybrides complexes ne sont pas répertoriées dans le tableau 5.15 et pourraient peut-être expliquer les retards de certains échos.

Pour confirmer l'origine des échos, nous avons tenté une mesure directe du rayonnement par onde de choc. Pour cela, nous avons utilisé une des lignes adjacentes pour mesurer le rayonnement émis par l'impulsion se propageant sur la ligne principale. La sonde est focalisée sous une des deux lignes latérales (ligne "sonde") et la pompe est toujours focalisée sur la ligne centrale (cf. encart de la figure 5.16). La ligne "sonde" est également polarisée par une tension de 60 V. Les signaux électromagnétiques mesurés dans cette configuration sont représentés sur la figure 5.16 pour différentes distances pompe-sonde. L'origine de la position de la sonde est

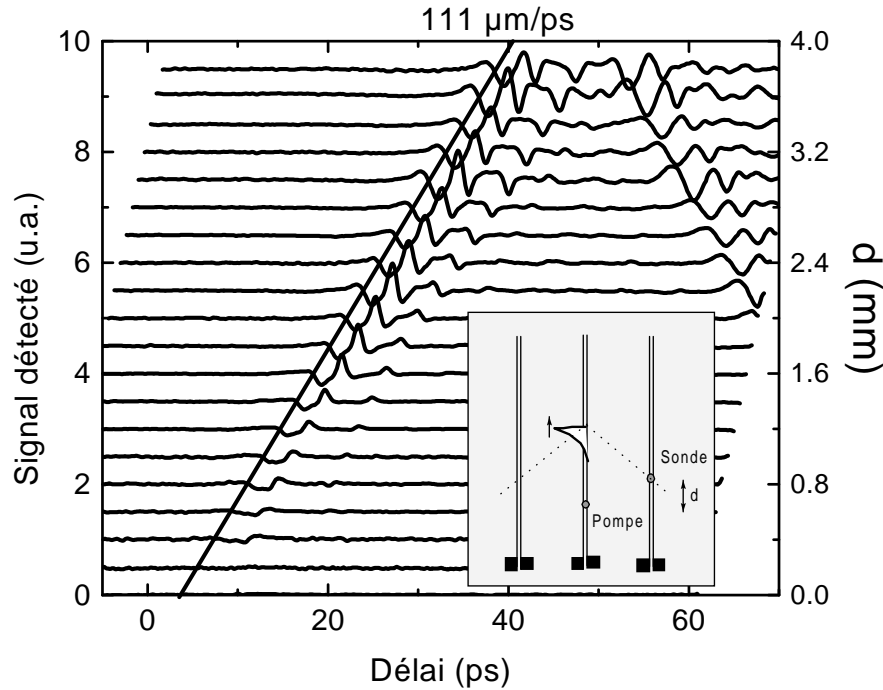


FIG. 5.16 – Signal détecté dans la configuration pompe-sonde présenté en encart

définie lorsque les points de focalisation de la sonde et de la pompe sont alignés sur la même perpendiculaire aux lignes de propagation. On mesure dans ce cas le signal rayonné à 90° par l'impulsion électrique au début de sa propagation sur la ligne principale. D'après les courbes de la figure 5.16, l'amplitude du signal détecté croît lorsque la distance pompe-sonde augmente. De plus, la vitesse du front de l'onde mesurée correspond parfaitement à la vitesse de propagation de l'impulsion électrique générée sur la ligne principale ($111 \mu\text{m/ps}$) excepté pour les faibles distances de propagation où l'on perçoit une légère courbure du front d'onde caractéristique du phénomène de diffraction de Huygens évoqué précédemment (ce résultat montre déjà les limites du modèle d'optique géométrique présenté précédemment). Lorsque la distance pompe-sonde augmente, on détecte un second front d'onde constitué par un signal électromagnétique variant légèrement plus lentement. Ce signal est détecté d'autant plus rapidement que la distance pompe-sonde augmente. Il se déplace en fait à la même vitesse que le premier signal détecté mais dans une direction opposée. On attribue ce deuxième front d'onde à l'onde de choc électromagnétique rayonnée par l'impulsion électrique principale après réflexion sur l'extrémité ouverte de la ligne. Enfin, on remarque également pour les plus grandes distances de propagation la présence d'un petit écho avec un délai de quelques picosecondes par rapport au front de l'onde de choc : cet écho qui s'amplifie lui aussi avec la propagation est attribué à une réflexion de l'onde de choc sur les parois du substrat.

Ces résultats confirment la présence dans le substrat d'une onde de choc électromagnétique rayonnée par l'impulsion électrique au cours de sa propagation sur la ligne centrale. Ils constituent à notre connaissance la première mesure locale (sans focalisation) du rayonnement Cherenkov d'une impulsion électrique picoseconde se propageant sur une ligne coplanaire. Lorsque

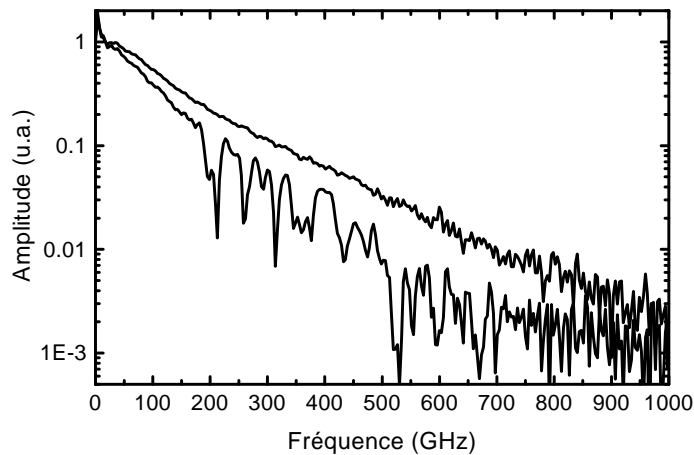


FIG. 5.17 – Transformée de Fourier des impulsions mesurées après 0.15 et 9.58 mm de propagation

la distance de propagation devient grande devant les dimensions latérales du substrat, l'onde de choc électromagnétique explore les conditions aux limites du substrat et s'organise progressivement en véritables modes de propagation. Dans ce cas, une analyse modale des pertes de la ligne peut être réalisée.

Interprétation de la déformation de l'impulsion en terme de couplage entre modes de propagation

Exploitation des résultats temporels dans le domaine fréquentiel.

Grâce à une transformée de Fourier rapide (FFT), nous avons évalué les spectres en amplitude des impulsions mesurées après 0.15 et 9.58 mm de propagation. Ces spectres sont représentés sur la figure 5.17. Ces courbes montrent qu'une impulsion qui s'est encore peu propagée présente un spectre qui décroît de manière monotone jusqu'à environ 1 THz alors qu'après plusieurs millimètres de propagation, la décroissance est plus marquée et l'amplitude du signal à certaines fréquences a diminué de manière très importante. Ces résonances dans le spectre de Fourier traduisent les oscillations observées sur la figure 5.13.

NB : Pour s'affranchir des problèmes liés à la présence d'un niveau continu variable sur les différentes acquisitions temporelles expérimentales, les spectres obtenus après FFT sont normalisés de manière à obtenir une amplitude égale à très basse fréquence. En effet, on peut considérer que les pertes de la ligne lorsqu'on tend vers le régime statique sont négligeables.

A partir des spectres des impulsions mesurées après différentes distances de propagation (0.15, 3.15 et 9.58 mm), nous avons établi l'atténuation en dB/mm de la ligne étudiée après 3 mm et 9.43 mm de propagation (cf. figures 5.18 et 5.19). Sur ces graphiques sont également tracées une approximation des pertes résistives de la ligne ($\alpha_c = 2.7 * 10^{-3} \sqrt{f} \text{ mm}^{-1}$ avec f en GHz) et une courbe de pertes totales calculées représentant la somme des pertes résistives et des pertes par rayonnement pour une ligne CPS sur un substrat d'épaisseur infinie. En ce qui concerne les pertes résistives, l'approximation utilisée est comparable à celle exprimée par Grischowsky dans la référence [17]. Les pertes radiatives théoriques sont calculées à partir de la formule semi-empirique établie par Frankel *et al* [20] (relation 5.17).

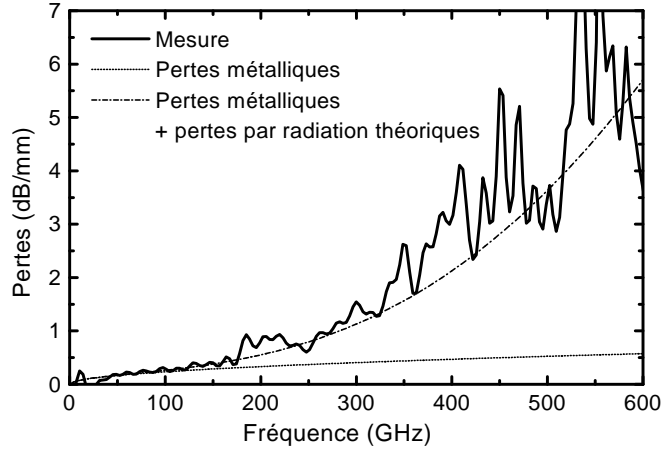


FIG. 5.18 – Pertes de la ligne CPS mesurées après 3 mm de propagation. La courbe en trait plein indique les résultats expérimentaux, la courbe en pointillés indique une approximation des pertes résistives et la courbe en tirets-pointillés indique la somme de ces pertes résistives et des pertes radiatives calculées à partir de la relation 5.17

$$\alpha_r = \pi^5 \left(\frac{3 - \sqrt{8}}{2} \right) \sqrt{\frac{\epsilon_{r,eff}}{\epsilon_r}} \left(1 - \frac{\epsilon_{r,eff}}{\epsilon_r} \right)^2 \frac{d^2 \epsilon_r^{3/2} f^3}{c^3 K K'} \quad (5.17)$$

Si l'on compare l'atténuation établie expérimentalement aux pertes totales calculées, on note que les courbes sont très proches sur la figure 5.18. Au contraire, sur la courbe de la figure 5.19, la concordance est assez bonne à basse fréquence mais, dès que les pertes radiatives deviennent importantes (au-delà de 180 GHz), des différences nettes apparaissent. On remarque notamment, dans le cas d'une longue distance de propagation, la présence de pics de pertes sur la courbe expérimentale tandis que la formule théorique prévoit une augmentation continue, sur-estimant les pertes de la ligne à certaines fréquences et les sous-estimant au niveau des pics. La comparaison des pertes expérimentales mesurées après 3 mm et 9.42 mm de propagation révèle un fait remarquable : à certaines fréquences, les pertes ont diminué avec la distance de propagation. Une part importante de l'énergie rayonnée dans le substrat par l'impulsion électrique est "récupérée" après une longue distance de propagation sur la ligne.

Simulations numériques

Des simulations numériques de nos structures de propagation ont été réalisées par Emilien Peytavit [30] à l'aide du logiciel commercial HFSS⁴⁰. Ce logiciel est basé sur une méthode de résolution des équations de Maxwell en trois dimensions dans le domaine fréquentiel par éléments finis. Dans les résultats présentés, les pertes des matériaux diélectriques et métalliques sont négligées. Les seules pertes possibles pour les lignes de propagation sont donc d'origine radiative. Pour établir une comparaison avec les résultats expérimentaux, deux sortes de simulation ont été réalisées : la première permet le calcul des courbes de dispersion des différents modes de

⁴⁰High Frequency Simulation Software

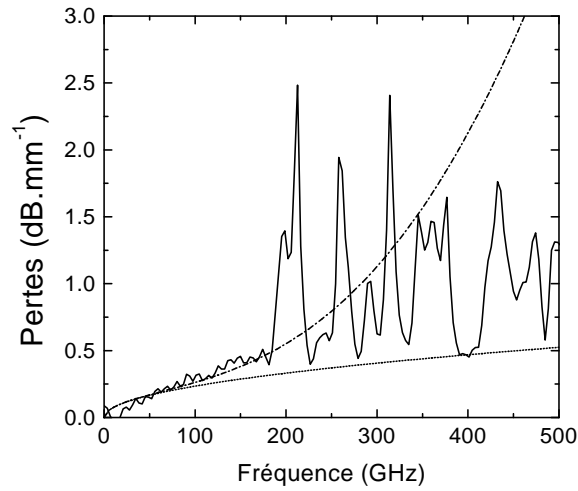


FIG. 5.19 – Pertes de la ligne CPS mesurées après 9.42 mm de propagation. La courbe en trait plein indique les résultats expérimentaux, la courbe en pointillés indique une approximation des pertes métalliques et la courbe en tirets-pointillés indique la somme de ces pertes métalliques et des pertes radiatives calculées à partir de la relation 5.17

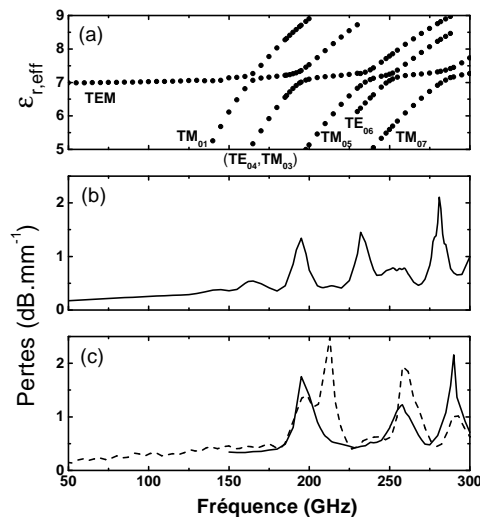


FIG. 5.20 – Pertes de la ligne ((a) modes, (b) simulations sans lignes adjacentes, (c) simulations avec lignes adjacentes + rappel des résultats expérimentaux en tirets)

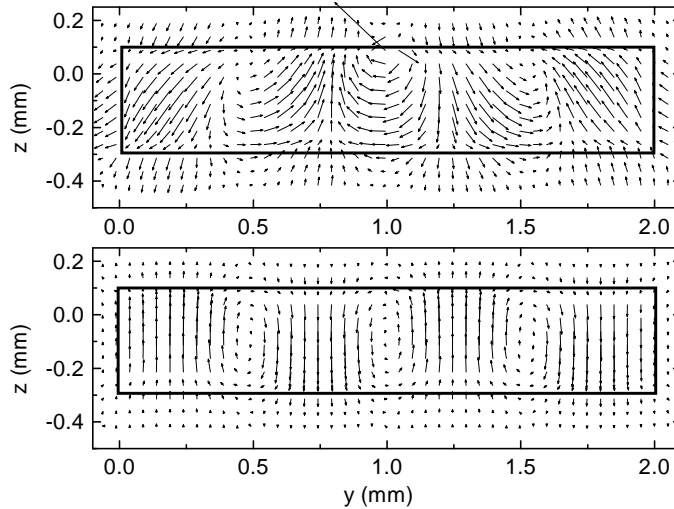


FIG. 5.21 – Cartes de champ électrique pour le mode TM_{03} à 201 GHz (haut) et 290 GHz (bas). (La ligne CPS est centrée autour de $y = 1.0$ mm et $z = 0.1$ mm)

propagation pouvant exister dans notre structure en fonction de la fréquence ; la seconde, plus proche de l'expérience, établit les pertes du mode quasi-TEM de la ligne CPS étudiée.

Les résultats des simulations modales sont présentées dans la figure 5.20.a. Sur ce graphique sont représentées la courbe de dispersion du mode quasi-TEM de la ligne (celui naturellement généré lors de l'expérience) et celles des modes de substrat qui montrent un anti-croisement lorsque leur constante de propagation est proche de celle du mode quasi-TEM. Ce sont les modes quasi-Transverse-Magnétiques (quasi-TM) impairs ou les modes quasi-Transverses-Electriques (quasi-TE) pairs. Les indices i et j d'un mode TE_{ij} ou TM_{ij} indiquent que la carte de champ du mode présente i noeuds de champ électrique suivant l'épaisseur du substrat et j noeuds de champ électrique suivant la dimension latérale. Les autres modes susceptibles de se propager dans le guide diélectrique que constitue le substrat ne montrent pas d'anti-croisement lorsque leur vitesse de phase croise celle du mode quasi-TEM de la ligne CPS. Les anti-croisements observés sur la courbe 5.20.a sont synonymes d'un phénomène de couplage. Les figures 5.22 et 5.21 représentent les cartes de champ des modes TE_{06} et TM_{03} à la fréquence de couplage (respectivement 201 et 250 GHz) et à plus haute fréquence (respectivement 290 et 325 GHz). Ces cartes de champs montrent que, pour qu'il y ait couplage du mode quasi-TEM avec d'autres modes de substrat, il faut une condition d'égalité sur les vitesses de phase de deux modes ("phase matching") mais aussi une concordance sur les cartes de champs des modes ("mode matching").

Les positions en fréquence des pics expérimentaux et des anti-croisements de la figure 5.20.a sont reportés dans le tableau de la figure 5.23. Il y a concordance à moins de 3% près entre les valeurs théoriques et expérimentales, excepté pour le pic expérimental à 212 GHz (10 % d'erreur). Cette erreur est peut-être due à la proximité des modes TE_{04} et TM_{03} .

Les pertes par rayonnement du mode quasi-TEM ont été étudiées lors d'une deuxième série de simulations. Les conditions de ce calcul sont expliquées en détails dans la thèse d'Emilien Peytavit [30]. Les résultats obtenus sans prendre en considération la présence de lignes adjacentes sur le substrat sont présentés dans la figure 5.20.b. Sur la courbe en trait plein de la figure 5.20.c., on a tenu compte de la présence des lignes adjacentes lors de la simulation. Pour pouvoir comparer les simulations et les résultats expérimentaux, les pertes résistives évaluées sur la

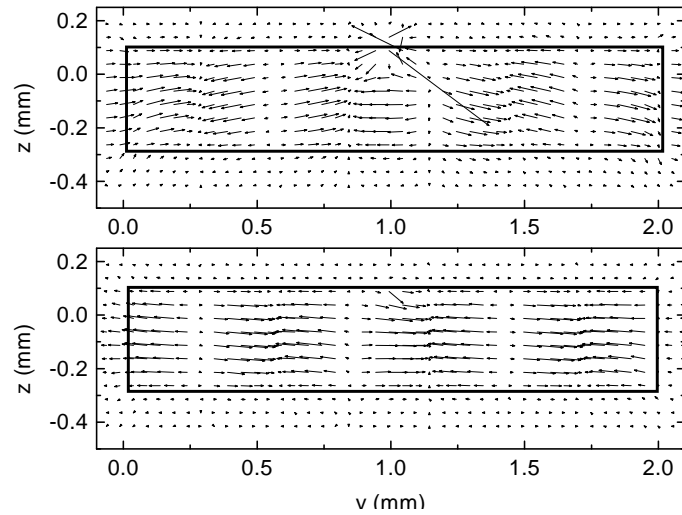


FIG. 5.22 – Cartes de champ électrique pour le mode TE_{06} à 250 GHz (haut) et 325 GHz (bas). (La ligne CPS est centrée autour de $y = 1.0$ mm et $z = 0.1$ mm)

	TE_{04}, TM_{03}	TM_{05}	TE_{06}	TM_{07}	TE_{08}
Anticroisements	195 GHz	242 GHz	253 GHz	292 GHz	316 GHz
Pics exp.	197 / 212 GHz	241 GHz	259 GHz	291 GHz	313 GHz

FIG. 5.23 – Pics de pertes expérimentaux et position en fréquence des anticroisements calculés

courbe expérimentale ont été ajoutées aux pertes radiatives simulées. Ces résultats montrent dans un premier temps la présence de pics de pertes au niveau des fréquences d'anti-croisements des modes sur la courbe de dispersion. On remarque également une différence importante entre les simulations prenant en compte les lignes adjacentes ou non. Certaines résonances sont en effet annulées par la présence des lignes (par exemple celles des modes TM_{01} et TM_{05}), d'autres au contraire sont renforcées par la présence des lignes (par exemple celle du mode TE_{06}). Ces lignes constituent des conditions aux limites supplémentaires et modifient l'amplitude des couplages entre le mode quasi-TEM et les modes de substrat. Si ces conditions métalliques sont situées dans des zones où le champ électrique du mode est normalement élevé, il y a diminution du couplage car le métal de surface impose un champ électrique tangent à l'interface métal semiconducteur nul (c'est le cas pour les modes TM_{01} et TM_{05}). Au contraire, lorsque le mode présente un champ électrique tangent à l'interface sous les lignes adjacentes très faible (noeud de champ électrique), le couplage est renforcé (c'est le cas pour le mode TE_{06}). La prise en compte des lignes adjacentes constitue une simulation plus proche de l'expérience et les résultats obtenus sont de fait plus en adéquation avec les résultats expérimentaux (pour comparaison, les pertes expérimentales sont rappelées en pointillés sur la figure 5.20.c.).

Réduction de la largeur de la ligne

Afin de diminuer l'amplitude des pertes par rayonnement, nous avons réalisé d'autres lignes CPS de largeur plus petites, toujours sur substrat de GaAs. Ces lignes sont de deux types :

- des lignes composées de deux rubans larges de $5 \mu\text{m}$ séparés de $12,5 \mu\text{m}$ (lignes 5/12.5/5) qui présentent une impédance caractéristique de 116Ω .
- des lignes composées de deux rubans larges de $5 \mu\text{m}$ séparés de $5 \mu\text{m}$ (lignes 5/5/5) qui présentent une impédance caractéristique de 87Ω .

Les signaux temporels mesurés après différentes distances de propagation sont présentés sur les figures 5.24 et 5.25. Comme pour les lignes CPS 10/25/10, l'amplitude de l'impulsion diminue fortement au cours de sa propagation : diminution de 50 % sur la ligne 5/12.5/5 et de 35 % sur la ligne 5/5/5 après 3 mm de propagation. Le temps de montée de 10% à 90 %, égal à 510 fs après $90 \mu\text{m}$ de propagation, devient 1,26 ps après 3,09 mm de propagation sur la ligne CPS 5/12.5/5. Sur la ligne CPS 5/5/5, il est de 430 fs après $130 \mu\text{m}$ de propagation et devient 1,1 ps après 3,13 mm de propagation (si l'on ne tient pas compte de la bosse qui suit l'impulsion). La perte de composantes hautes fréquences au cours de la propagation se remarque dans les deux cas par une diminution de l'importance de la composante initiale rapide de l'impulsion par rapport à la bosse plus lente. Rappelons que l'origine de la forme des impulsions générées a été discutée dans le chapitre 3.

Pour le calcul des pertes de la ligne CPS 5/12.5/5 dans le domaine fréquentiel, nous avons effectué le rapport du spectre de l'impulsion mesurée après 3.09 mm à celui de l'impulsion mesurée après $90 \mu\text{m}$. En ce qui concerne les pertes de la ligne CPS 5/5/5, le calcul est effectué également par le rapport du spectre d'une impulsion mesurée après 3.13 mm à celui d'une impulsion mesurée après une distance très courte ($130 \mu\text{m}$). Dans les deux cas (cf. figures 5.26 et 5.27), les pertes évoluent plutôt comme \sqrt{f} aux basses fréquences puis augmentent en f^3 à plus hautes fréquences. On observe comme attendu une nette différence au niveau des pertes des deux lignes puisque les pertes radiatives sont importantes sur la ligne 5/12.5/5 et dans le cas des lignes 5/5/5, d'impédance caractéristique plus faible, ce sont les pertes résistives qui dominent. Les courbes expérimentales obtenues sont en très bon accord avec les évolutions théoriques prédites par la formule établie par Frankel *et al* (cf. équation 5.17). Nous pouvons également remarquer qu'aucun pic de perte n'est observable sur les courbes des figures 5.26 et

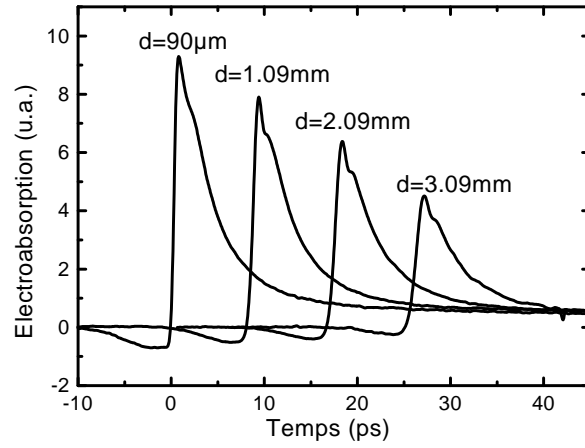


FIG. 5.24 – Impulsions électriques mesurées après différentes distances de propagation sur une ligne CPS 5/12.5/5.

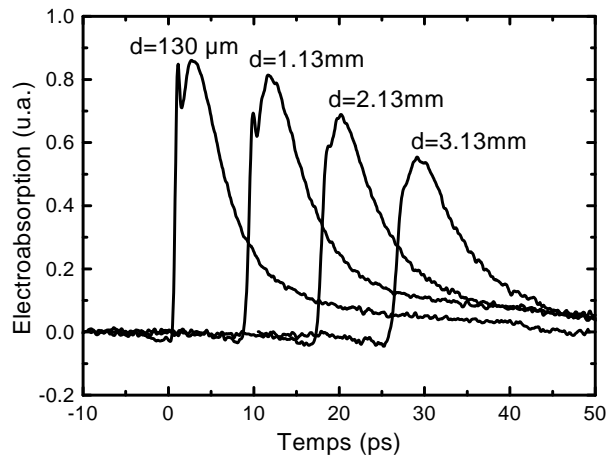


FIG. 5.25 – Impulsions électriques mesurées après différentes distances de propagation sur une ligne CPS 5/5/5.

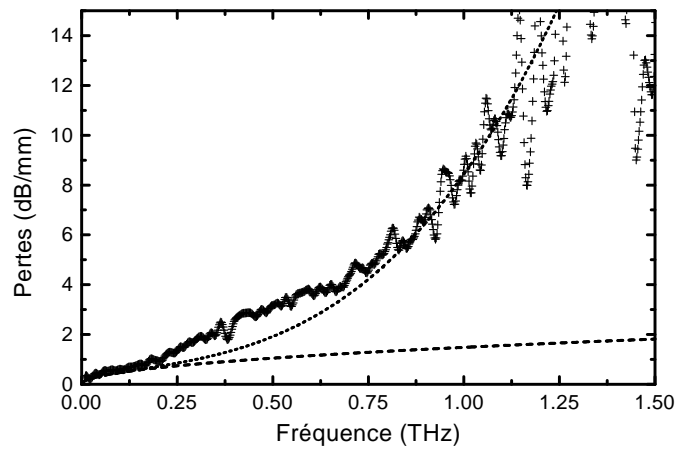


FIG. 5.26 – Pertes d’une ligne CPS 5/12.5/5. Les croix correspondent aux points expérimentaux, les pertes résistives approximées sont en tirets et la somme des pertes radiatives et résistives théoriques est en pointillés.

5.27 comme dans le cas des mesures réalisées sur CPS 10/25/10 après 3 mm de propagation. Les pertes résistives théoriques de la ligne CPS 5/12.5/5 sont établies à partir des pertes résistives de la ligne 10/25/10 en considérant qu’une réduction d’un facteur 2 de la taille des électrodes à impédance caractéristique équivalente conduit à un doublement des pertes résistives de ligne. Ce raisonnement aboutit à une assez bonne concordance avec les résultats expérimentaux (pertes basses fréquences). Dans le cas de la ligne 5/5/5, la variation d’impédance et la réduction de la largeur des rubans conduisent à une forte augmentation des pertes résistives. L’approximation utilisée sur la figure 5.27 correspond en effet à une augmentation d’un facteur 4 par rapport aux pertes résistives de la ligne 10/25/10 et d’un facteur 2 par rapport aux pertes de la ligne 5/12.5/5.

Conclusion et perspectives

Les pertes observées expérimentalement lors de la propagation d’une impulsion électrique picoseconde sur une ligne CPS ont été interprétées temporellement en terme d’onde de choc et fréquentiellement par une analyse modale de la structure de propagation étudiée. La concordance des résultats théoriques, des simulations et des résultats expérimentaux a permis la validation des outils utilisés.

D’autre part, contrairement à ce que pouvait laisser supposer la littérature, l’ensemble des résultats obtenus prouvent que la prise en compte des conditions aux limites latérales est primordiale pour l’évaluation des pertes radiatives lors de la propagation de signaux électriques sur une ligne CPS et, en particulier, lorsque la distance de propagation est grande devant les dimensions transverses du substrat. Un autre point tout aussi important est l’influence des lignes adjacentes sur la propagation du signal THz. Les mesures d’ondes de choc sur une ligne adjacente ont montré que le couplage entre lignes via le substrat était non-négligeable aux fréquences mises en jeu [43]. Cette diaphonie peut sembler rédhibitoire pour le fonctionnement de circuits électroniques à très haute fréquence. Cependant, la démonstration de l’influence de conditions

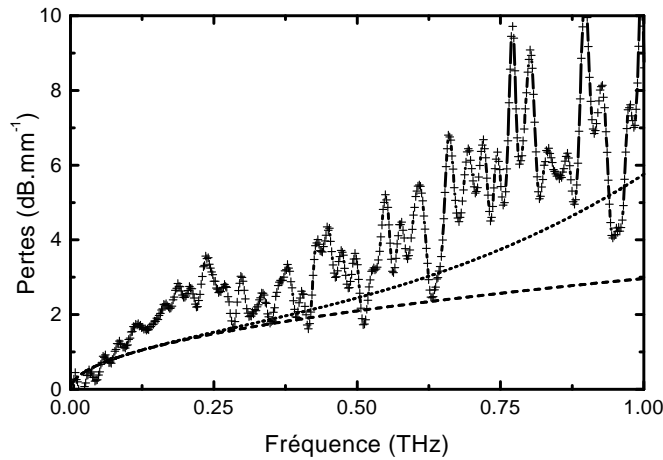


FIG. 5.27 – Pertes d’une ligne CPS 5/5/5. Les croix correspondent aux points expérimentaux, la courbe des pertes résistives approximées est en tirets et la somme des pertes radiatives et résistives théoriques est en pointillés.

aux limites métalliques sur les pertes par radiation d’une ligne CPS a permis d’imaginer des structures de propagation “blindées” repoussant les pertes par rayonnement à plus de 500 GHz. Ces résultats présentés dans la thèse d’Emilien Peytavit [30] ont été obtenus par des simulations HFSS similaires à celles que nous avons validées expérimentalement. L’idée est d’utiliser une structuration métallique planaire du substrat pour repousser à plus haute fréquence l’apparition des pertes par rayonnement.

Une autre voie pour limiter les pertes par rayonnement des lignes CPS est de diminuer leurs dimensions. On se heurte alors à une augmentation rédhibitoire des pertes résistives. La déformation de l’impulsion au cours de sa propagation est cependant moindre puisqu’une prédominance des pertes résistives conduit à une évolution des pertes en \sqrt{f} alors qu’une prédominance des pertes radiatives marque une augmentation plus forte des pertes avec la fréquence (pertes en f^3). A 100 GHz, la ligne CPS 10/25/10 présente moins de pertes ($\simeq 0.25$ dB/mm) que les lignes CPS 5/12.5/5 ($\simeq 0.5$ dB/mm) et CPS 5/5/5 ($\simeq 1$ dB/mm). A 500 GHz, les lignes CPS 5/12.5/5 ($\simeq 2.5$ dB/mm) et CPS 5/5/5 ($\simeq 2.45$ dB/mm) présentent des pertes équivalentes, plus faibles que la ligne CPS 10/25/10 ($\simeq 3.5$ dB/mm). A 1 THz, les pertes de la ligne CPS 5/5/5 restent raisonnables ($\simeq 5.7$ dB/mm) tandis que celles de la ligne CPS 5/12.5/5 sont très élevées ($\simeq 8.5$ dB/mm) et celles de la ligne CPS 10/25/10 difficilement mesurables s’envolent (> 15 dB/mm). Ces comparaisons sont faites à partir des pertes mesurées pour de faibles distances de propagation ($\simeq 3$ mm).

L’utilisation d’un substrat à plus faible constante diélectrique que le GaAs et à faible pertes diélectriques tels que le Quartz cristallin (cf. tableau 5.7) nous a semblé une solution simple et un compromis judicieux entre les pertes radiatives et les pertes par effet de peau. Comme nous le verrons par la suite, c’est ce type de substrat que nous avons utilisé pour la réalisation de filtres à 560 GHz intégrés sur ligne CPS 10/25/10.

5.1.3 Etude des modes de propagation d'une ligne coplanaire à 3 rubans

Gowan *et al* ont montré qu'une ligne coplanaire composée de trois rubans métalliques présentait à dimensions comparables des pertes plus faibles qu'une ligne coplanaire à deux rubans [6]. Nous nous intéressons ici à l'étude des modes de propagation fondamentaux existant dans une telle structure de propagation et en particulier à l'excitation de ces modes par voie opto-électronique.

La géométrie de la ligne étudiée est présentée sur la figure 5.28. La ligne est composée de trois rubans larges de $4\ \mu\text{m}$, séparés de $10\ \mu\text{m}$ et déposés sur un substrat de GaAs SI sur lequel a préalablement été épitaxiée une couche de $1\ \mu\text{m}$ de GaAs BT (recuite ensuite à 580°C). La longueur totale de la ligne est de 20 mm mais un des rubans extérieurs est brutalement interrompu 5 mm avant l'extrémité ouverte de la ligne. Par la suite, nous désignerons par A, B et C les trois rubans de la ligne : le ruban central étant le ruban B et le ruban extérieur interrompu est le ruban C.

Dans une telle ligne, comme dans une ligne CPW classique présentant des plans de masse semi-infinis, deux modes fondamentaux sont susceptibles de se propager : un mode impair et un mode pair. Les cartes de champ électrique de ces deux modes, obtenues par une résolution statique des équations de Laplace [32] sont représentées sur les figures 5.29 et 5.30. Le mode impair est obtenu en polarisant les rubans de manière symétrique $(-1, +1, -1)$, le champ électrique E_x entre les deux fentes est alors symétrique par rapport à l'axe de la ligne et nous pouvons remarquer que le module du champ électrique est important sous chaque ruban (régions sombres). En ce qui concerne le mode pair, obtenu par une polarisation antisymétrique $(-1, 0, +1)$, le champ électrique E_x entre les fentes est antisymétrique et le module du champ électrique est très faible sous le ruban central.

A la différence de la ligne CPW où un seul des deux modes est quasi-TEM (le mode impair), les deux modes fondamentaux de la ligne sont ici quasi-TEM et donc peu dispersifs. Leur vitesse de phase est donnée comme pour la ligne CPS par la relation 5.3. L'impédance caractéristique du mode impair peut être estimée à $87\ \Omega$ d'après [1]. Celle du mode pair est plus élevée : si l'on considère que ce mode est proche du mode quasi-TEM d'une ligne CPS constituée par les deux rubans extérieurs, elle peut être estimée à $150\ \Omega$.

Mesure des modes pair et impair

L'étude de la ligne est réalisée par échantillonnage Franz-Keldysh interne. Nous nous sommes dans un premier temps intéressé à la mesure des deux modes fondamentaux de la ligne étudiée. Pour cela, le spot de pompe est réglé de manière à recouvrir symétriquement les deux fentes de la ligne ce qui conduit à une taille de spot supérieure à $24\ \mu\text{m}$. Suivant les besoins de la mesure, la sonde peut être positionnée soit sous un des rubans extérieurs, soit sous le ruban central (diamètre du spot $< 4\ \mu\text{m}$).

La nature du mode excité dépend de la différence de potentiel imposée entre les rubans [6]. Pour exciter le mode impair, le ruban central est porté à un potentiel de 60 V par rapport aux deux rubans extérieurs (polarisation symétrique "0/+60/0"). Pour obtenir le mode pair, le ruban A est porté au potentiel de +60V par rapport au ruban central tandis que le ruban C est porté à un potentiel de -60V par rapport au ruban central (polarisation antisymétrique "+60/0/-60"). Nous avons tenté différentes techniques afin d'observer des modes fondamentaux purs.

La première consiste à annuler le photocourant observé à l'ampèremètre dans la configura-

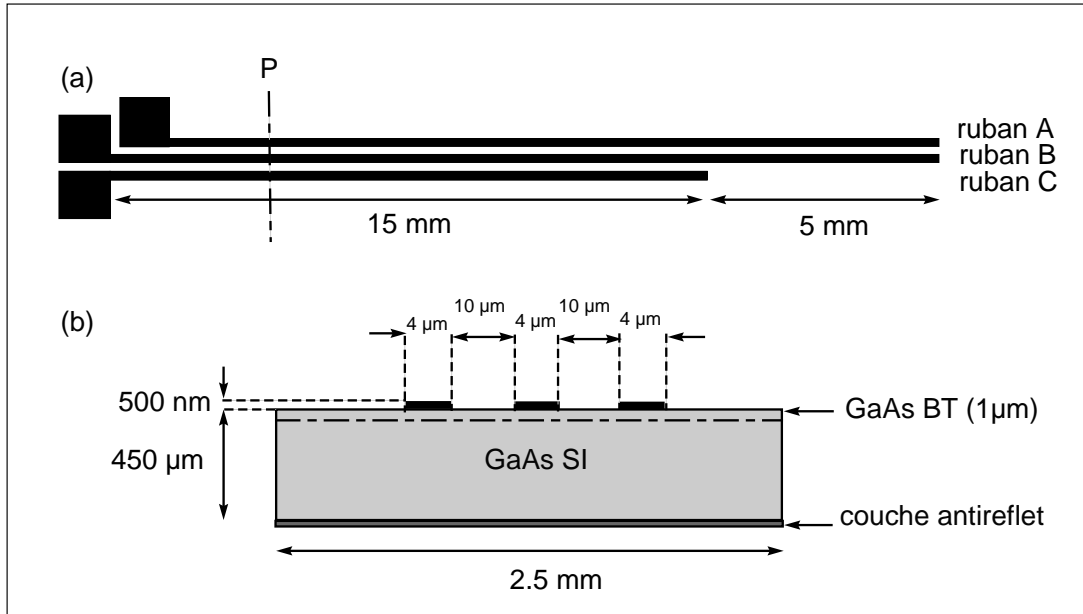


FIG. 5.28 – Géométrie de la ligne coplanaire à 3 rubans étudiée : dimensions longitudinales (a) et dimensions transverses dans le plan P (b)

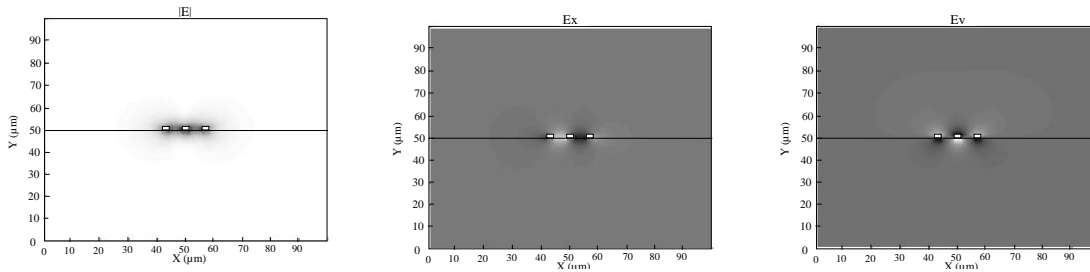


FIG. 5.29 – Module, composante suivant x et composante suivant y du mode impair de la ligne coplanaire 3 rubans

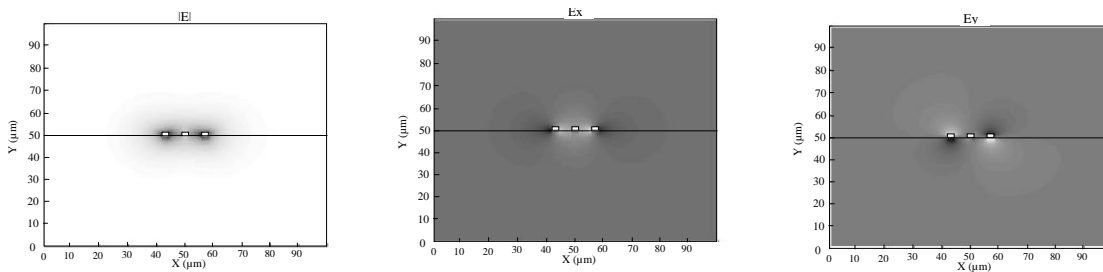


FIG. 5.30 – Module, composante suivant x et composante suivant y du mode pair de la ligne coplanaire 3 rubans

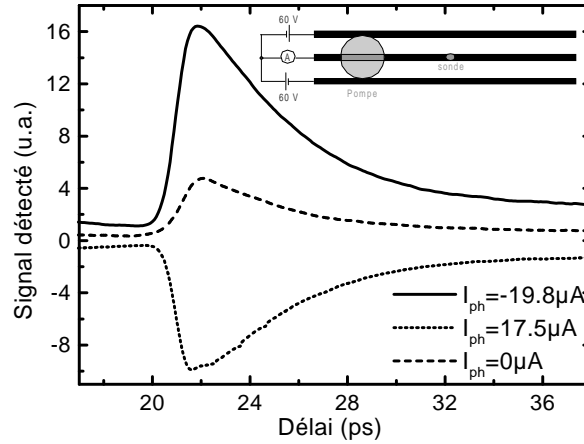


FIG. 5.31 – Signal détecté sous le ruban central en fonction du photocourant mesuré. Distance pompe-sonde = 1.5 mm.

tion expérimentale représentée en encart de la figure 5.31 par un déplacement vertical du spot de pompe. La valeur indiquée par l'ampèremètre nous donne en effet la différence entre les photocourants générés par la pompe entre les rubans A et B et entre les rubans B et C. Lorsque la fente A-B est plus éclairée que la fente B-C, le courant mesuré à l'ampèremètre est positif ; dans le cas inverse, le courant est négatif. Les résultats obtenus pour différentes positions du spot sont résumés sur la figure 5.31. L'annulation du photocourant, même si elle entraîne une diminution importante du signal détecté sous le ruban central, ne suffit pas à l'annuler complètement et donc à exciter un mode pair pur. La distance pompe-sonde est ici d'environ 1,5 mm.

La seconde technique employée consiste à visualiser à la caméra le spot de pompe puis à régler sa position afin qu'il recouvre symétriquement les deux fentes de la ligne. Ce réglage conduit à un photocourant non nul ($2,4 \mu A$) mais à un signal détecté sous le ruban central très faible. La figure 5.32 représente l'impulsion mesurée suivant la position du spot de sonde.

Enfin, la dernière technique consiste à positionner la ligne à retard pour être à la coïncidence temporelle pompe-sonde et à déplacer le spot de pompe perpendiculairement à la ligne afin d'annuler complètement le signal détecté par la sonde sous le ruban central. Le mode impair pur est alors excité. Dans ces conditions, nous avons pu mesurer les deux modes fondamentaux purs de la ligne : le mode impair grâce à une polarisation "symétrique" ("0/+60/0") de la ligne et un positionnement de la sonde sous le ruban central, le mode pair grâce à une polarisation "antisymétrique" ("+60/0/-60") et un positionnement de la sonde sous le ruban A. Les résultats obtenus sont résumés sur la figure 5.33.

Les formes temporelles des deux modes mesurés diffèrent essentiellement par la durée de leur front de montée. Elle est de 1,0 ps (de 10% à 90 %) pour le mode symétrique alors qu'elle est de 1,3 ps pour le mode antisymétrique. Comme l'ont montré Mc Gowan *et al* [6], les pertes radiatives du mode impair sont plus faibles. Nous pouvons en effet remarquer que le mode impair est constitué par deux dipôles de sens opposés : en champ lointain et au premier ordre, les champs rayonnés par ces deux dipôles interfèrent de manière destructive alors qu'ils interfèrent de manière constructive dans le cas du mode pair (dipôles de même sens). Cette différence de pertes par radiation entre les deux modes conduit à un écart sur les temps de montée des deux

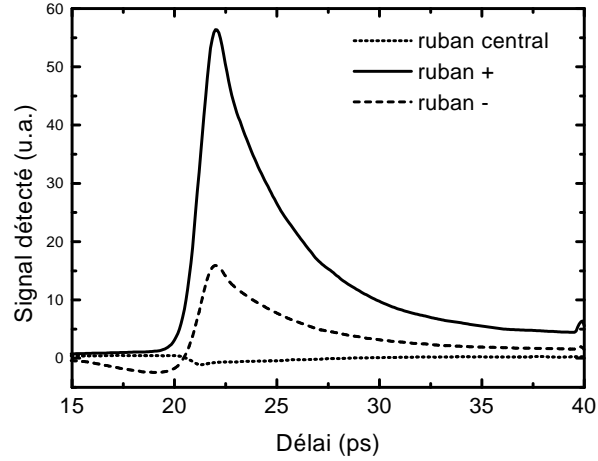


FIG. 5.32 – Signal mesuré par la sonde sous les différents rubans après un réglage symétrique du spot de pompe (polarisation “+60/0/-60”).

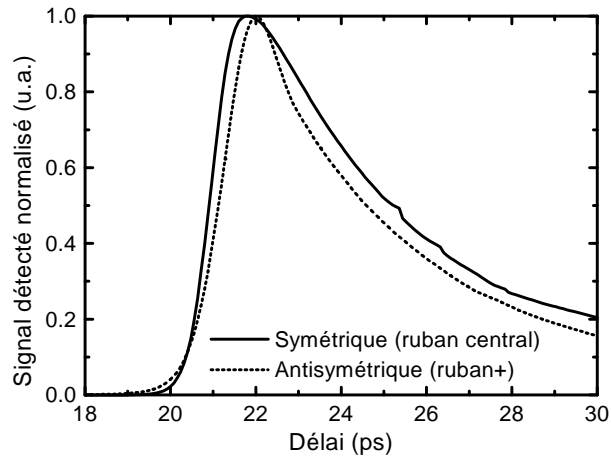


FIG. 5.33 – Modes symétriques et antisymétriques de la ligne 3 rubans. Le mode symétrique est mesuré sous le ruban central (polarisation +60/0/+60), le mode antisymétrique est mesuré sous le ruban extérieur positif (polarisation +60/0/-60).

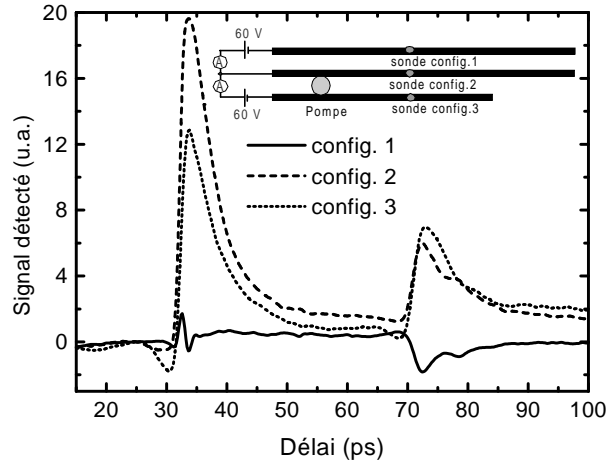


FIG. 5.34 – Signal détecté en fonction de la position du spot de sonde lors d'une excitation dissymétrique de la ligne coplanaire à 3 rubans.

impulsions générées dans chaque mode. Cet écart s'accroît avec la distance parcourue. Ainsi, alors que les deux modes ont la même vitesse de phase en régime quasi-statique, les pertes par radiations et la déformation qu'elles induisent sur les impulsions électriques ultra-rapides conduisent à une vitesse de groupe différente pour chaque mode.

Excitation dissymétrique d'une ligne coplanaire à 3 rubans

Dans une deuxième série d'expérience, nous avons excité la ligne de manière dissymétrique. La ligne est polarisée symétriquement (0/+60/0) et le spot de pompe est focalisé de manière à ne plus recouvrir qu'une seule des deux fentes. Le photocourant mesuré entre le ruban central et le ruban extérieur opposé est alors quasi-nul. Dans cette configuration, nous avons sondé le signal se propageant sur la ligne sous chacun des rubans. Les résultats sont présentés sur la figure 5.34.

Une comparaison quantitative des signaux mesurés est difficile étant donné que le champ électrique et donc l'effet d'électroabsorption permettant la mesure ne sont pas d'égale amplitude sous chaque ruban. Une comparaison qualitative nous permet cependant d'exploiter ces résultats en normalisant les courbes obtenues dans les configurations 2 et 3. Une première constatation est la détection sous le ruban extérieur (config. 1) d'un signal très rapide s'étendant approximativement sur le temps de montée des impulsions mesurées dans les autres configurations. La détection d'un signal non nul sous le ruban central confirme l'excitation du mode symétrique. Cependant, la mesure de signaux de formes temporelles différentes sous les trois électrodes confirme également l'excitation du mode antisymétrique. L'excitation dissymétrique de la ligne à trois rubans conduit donc comme dans le cas d'une ligne CPW, étudié par Cheng *et al* [36], à la propagation simultanée des deux modes fondamentaux. Par quels mécanismes ces deux modes sont-ils générés ?

L'injection optique de porteurs entre les rubans B et C et la collection de ces porteurs par les électrodes induisent une variation rapide du potentiel de ces électrodes. L'électrode centrale B polarisée positivement par rapport aux rubans extérieurs subit une diminution de potentiel tandis que l'électrode C voit son potentiel légèrement augmenter. Cette variation rapide de la

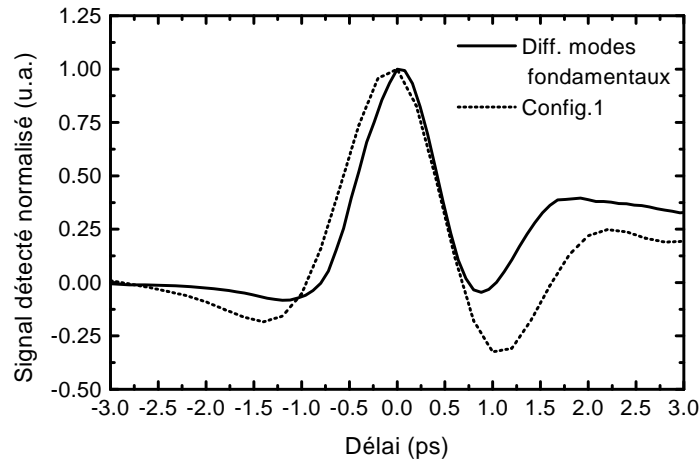


FIG. 5.35 – Comparaison entre le signal détecté sous le ruban extérieur (configuration 1 sur la figure 5.34 après $250 \mu\text{m}$ de propagation et la différence des modes fondamentaux (cf. figure 5.33))

différence de potentiel entre les rubans B et C entraîne la génération d'un transitoire de champ électrique qui s'oppose au champ électrique statique induit par la polarisation appliquée entre les lignes B et C. De plus, comme le potentiel de l'électrode B diminue et que celui de l'électrode A ne varie pas (pas de collection de charges), une diminution rapide de la différence de potentiel entre les rubans A et B provoque également un transitoire de champ électrique qui s'oppose au champ électrique statique induit par la polarisation entre les rubans A et B. Globalement, le transitoire généré s'oppose à la polarisation statique symétrique de la ligne : le mode impair est excité. Cependant, le potentiel du ruban C varie par rapport à celui du ruban A fixe. Cette variation de la différence de potentiel entre les rubans extérieurs génère également le mode pair de la ligne.

Si les champs électriques des deux modes générés s'ajoutent sous le ruban C, ils sont au contraire de signes opposés sous le ruban A. On y observe alors une "compétition" entre les modes symétriques et antisymétriques. La différence sur la durée des fronts de montée des deux modes observés sur la figure 5.33 explique que l'interférence constatée sous le ruban A ne soit pas complètement destructive mais qu'elle donne naissance au transitoire rapide observé. Plusieurs éléments corroborent cette idée de compétition entre les modes :

- La comparaison des formes temporelles obtenues par la différence des modes fondamentaux (mesurés après 1.5 mm de propagation) et mesurée sous le ruban A révèle de fortes similitudes sur la figure 5.35 même si la durée des signaux mesurés est légèrement différente étant donnée la différence de distance de propagation.
- L'évolution du signal mesuré sous l'électrode A avec la distance de propagation (cf. figure 5.36) montre d'abord une augmentation d'amplitude pour des distances de propagation inférieures à 1 mm puis une diminution d'amplitude. Les caractéristiques de propagation (pertes, dispersion) différentes pour les deux modes fondamentaux expliquent cette évolution.
- Nous pouvons voir sur les trois courbes de la figure 5.34 la présence d'un écho dû à la réflexion du signal lorsque le ruban C est brutalement interrompu. Cet écho est positif sous les rubans B et C, il est négatif sous le ruban A. La présence de ce signal réfléchi de plus forte amplitude

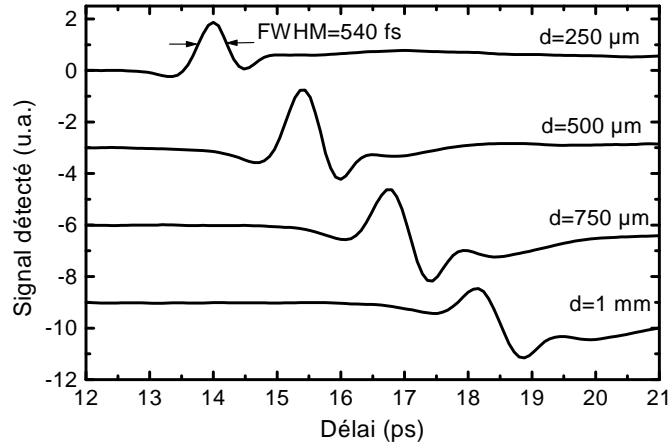


FIG. 5.36 – Signal mesuré dans la configuration 1 de la figure 5.34 après différentes distances de propagation.

que le premier transitoire mesuré sous le ruban A conforte l'idée d'une propagation simultanée des deux modes fondamentaux : le mode pair est fortement réfléchi par la discontinuité (étant donnée l'interruption du ruban C), le mode impair a un coefficient de réflexion plus faible car il est partiellement transmis sous forme de mode CPS. Cette constatation est renforcée par la comparaison des signaux réfléchis mesurés sous les rubans B et C : sous le ruban B où la sonde est peu sensible au mode pair, l'amplitude relative du signal réfléchi par rapport à l'impulsion incidente est plus faible que celle du signal mesuré sous le ruban C.

En conclusion, nous avons mis en évidence la propagation simultanée des deux modes fondamentaux de la ligne coplanaire à trois rubans. La dissymétrie introduite lors de l'excitation optique de la ligne se propage et s'amplifie étant donnée les différentes caractéristiques de propagation des deux modes propres. Une solution pour court-circuiter l'apparition du mode pair est l'utilisation de ponts à air. Ces éléments peuvent toutefois conduire à un élargissement temporel conséquent du signal propagé [38] et à une distortion du signal mesuré par des échos parasites. Les faibles pertes par radiation et la faible dispersion du mode impair [6] font pourtant de la ligne à 3 rubans une ligne performante pour la propagation de signaux ultra-rapides, bien qu'il soit plus difficile d'exciter optiquement le mode fondamental de la ligne que dans le cas d'une ligne CPS.

5.1.4 La ligne microruban sur GaAs aminci : des pertes minimales aux fréquences THz

Contexte de l'étude

Comme nous l'avons rappelé au début du chapitre, la fréquence maximale d'opération d'une ligne de transmission en configuration microruban est limitée par l'apparition de modes d'ordre supérieur qui conduisent à une augmentation dramatique de la dispersion du mode fondamental quasi-TEM. La fréquence de coupure $f_{c,HE1}$ du premier mode microruban hybride HE_1 est donnée par la relation 5.18 où c_0 est la vitesse de la lumière dans l'air, Z_0 est l'impédance caractéristique de la ligne microruban et η_0 l'impédance caractéristique du vide ($120 \pi \Omega$) [1].

La dénomination de ce mode HE_1 fait référence au fait que le mode possède une composante longitudinale non nulle pour le champ magnétique et pour le champ électrique, celle du champ magnétique étant plus importante. Ce mode est un mode qui reste guidé par la ligne et non un mode de substrat. Dans une ligne microruban, contrairement au cas des lignes CPS et CPW, le mode quasi-TEM de la ligne ne se couple pas spontanément avec les modes de substrat [37]. Le couplage peut cependant intervenir par l'intermédiaire des modes hybrides guidés. Généralement la plage d'utilisation d'une ligne microruban s'étend jusqu'à la fréquence de coupure du premier mode hybride [1].

$$f_{c,HE1} = \frac{c_0 Z_0}{2\eta_0 h} \quad (5.18)$$

Les lignes microrubans classiques ont généralement une épaisseur minimale de 100 μm . Cette valeur est imposée si l'on veut garder un substrat mécaniquement rigide. A cette épaisseur et pour une ligne d'impédance 50 Ω , la fréquence de coupure du premier mode hybride est 200 GHz ce qui conduit à une augmentation de la dispersion du mode fondamental dès 30 GHz. Pour repousser la fréquence de coupure des lignes microrubans, Kurz *et al* ont proposé dès 1993 une ligne sur substrat de silicium composée d'un plan de masse déposé sur le substrat puis d'un ruban large de 2 μm isolé du plan de masse par une couche de 800 nm d'oxyde de silicium (SiO_2) [7]. Plus récemment, ils ont utilisé différents polymères [9, 11] déposés sur un substrat de silicium métallisé pour la réalisation de lignes microrubans dont la distance inter-électrodes est de quelques microns. La caractérisation de ces lignes jusqu'à 1 THz est réalisée par une méthode d'échantillonnage électro-optique. Ces mesures ont révélé des pertes assez faibles (4 à 5 dB/mm à 1 THz pour une impédance de 70 Ω) mais surtout une dispersion très faible étant donnée la faible permittivité diélectrique des polymères ($\epsilon_r \simeq 2$ à 3).

Dans la ligne microruban que nous avons réalisée (cf. paragraphe chapitre 2), un matériau semi-conducteur très fin est utilisé comme couche diélectrique. Il s'agit d'un substrat de GaAs semi-isolant aminci puis poli jusqu'à une épaisseur de 15 μm . Un plan de masse et un ruban métallique (500 nm Ti/Au) large de 10 μm sont déposés de part et d'autre de la couche semi-conductrice. La rigidité mécanique du dispositif est assurée par le collage de la structure sur un substrat de verre épais (cf. figure 5.37).

Une telle ligne présente une impédance caractéristique proche de 50 Ω [8] et, d'après la relation 5.18, le premier mode d'ordre supérieur est repoussé à 1.33 THz.

La technique utilisée pour mesurer les caractéristiques de cette ligne est expliquée dans le chapitre 3.

Etude des caractéristiques de propagation de la ligne

La figure 5.38 représente les impulsions électriques mesurées après différentes distances de propagation sur la ligne microruban. On peut y remarquer une diminution de l'amplitude de l'impulsion électrique au cours de sa propagation (- 26 % après environ 5 mm de propagation). Cette décroissance traduit cependant une atténuation relativement faible puisque c'est surtout l'effet de dispersion fréquentiel qui est responsable de l'"étalement" temporel du signal mesuré. En effet, après quelques millimètres de propagation, une oscillation très rapide apparaît derrière l'impulsion. Cette déformation traduit une vitesse de propagation plus faible pour les hautes fréquences.

Ces impressions sont confirmées par l'examen des spectres des impulsions mesurées après 0.08 et 5.05 mm de propagation (cf. figure 5.39). La largeur spectrale des impulsions détectées prouve que la ligne étudiée est capable de propager des signaux extrêmement rapides. Cette largeur

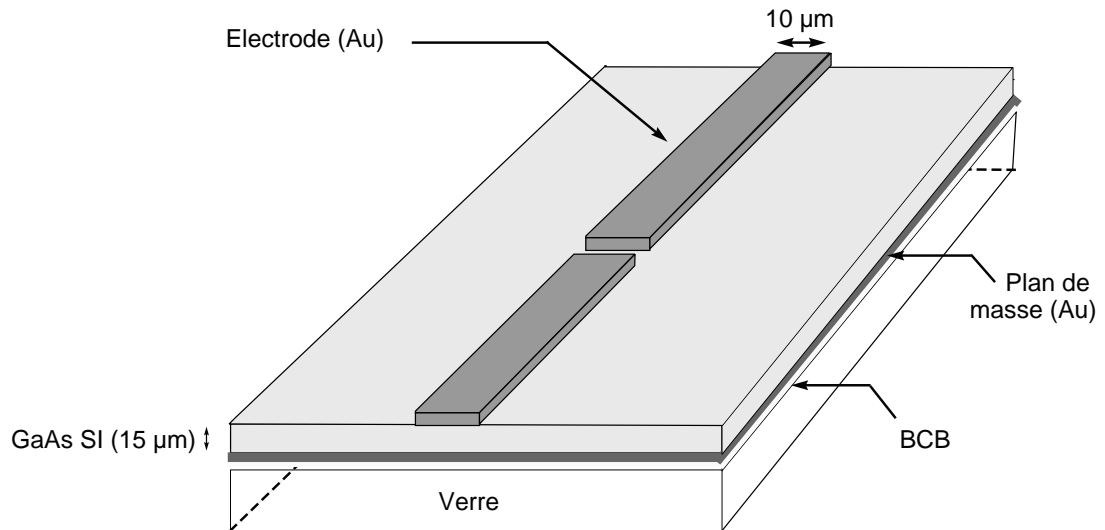


FIG. 5.37 – Ligne microruban sur GaAs aminci. La ligne présente une interruption du ruban longue de 5 μm.

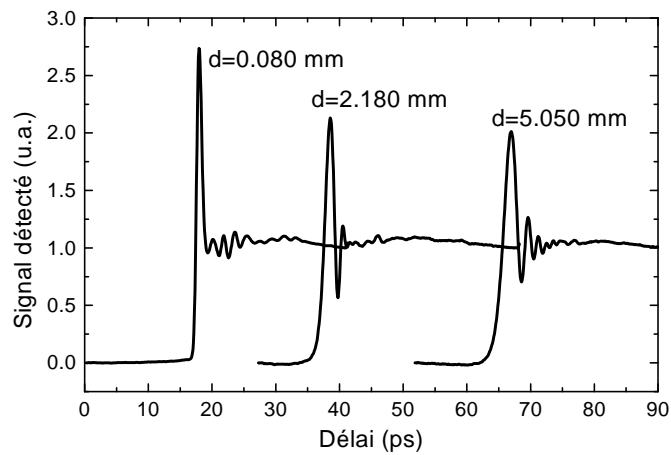


FIG. 5.38 – Impulsions électriques mesurées en fonction de la distance de propagation sur la ligne TFMSL étudiée

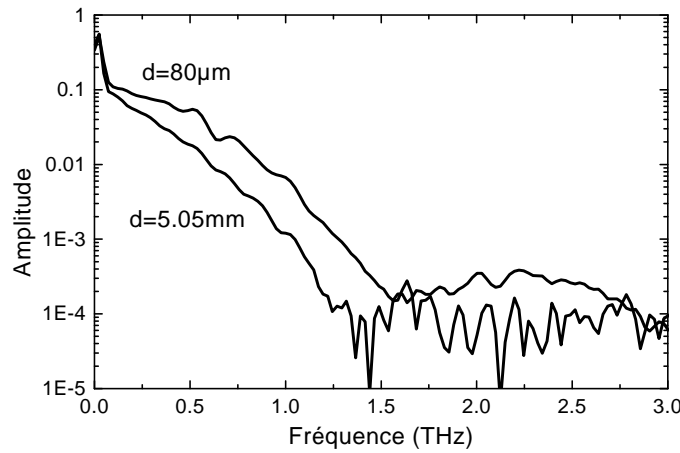


FIG. 5.39 – Transformées de Fourier des impulsions mesurées après 0.08 et 5.05 mm de propagation sur la ligne TFMSL étudiée

spectrale n'est en effet que peu altérée par la propagation (1.5 THz après 80 μm et 1.25 THz après 5.05 mm). Ces résultats ont permis l'évaluation des pertes de la ligne jusqu'à plus de 1THz (cf. figure 5.40). La ligne présente des pertes qui augmentent grossièrement en racine de la fréquence jusqu'à 1 THz ce qui traduit une prédominance des pertes résistives. Ces résultats sont d'ailleurs comparés à un modèle semi-empirique établi par Schnieder et Heinrich [8] appliqué à notre structure et la concordance est assez bonne. Quelques différences peuvent être remarquées comme notamment la présence d'oscillations sur la courbe expérimentale. On attribue ces oscillations à la présence de petits défauts de lithographie (rayures sur les métallisations) qui engendrent quelques oscillations très rapides derrière l'impulsion principale sur la courbe temporelle de la figure 5.38 ($d=0.080$ mm).

L'exploitation de la phase des signaux mesurés a permis de quantifier la dispersion de la ligne jusqu'à 1 THz (cf. figure 5.41). Les résultats obtenus confirment l'impression donnée par les résultats temporels. On remarque une augmentation importante de la permittivité effective de la ligne avec la fréquence lorsqu'on s'approche de la fréquence de coupure du premier mode d'ordre supérieur (1.33 THz). L'augmentation de la permittivité effective observable lorsque la fréquence tend vers 0, est présente également dans les mesures réalisées par Kurz *et al* sur les lignes microruban sur BCB [9]. Elle est attribuée à la conductivité finie des métallisations (pertes résistives) [34].

La courbe de dispersion obtenue est comparée au modèle théorique de Schnieder et Heinrich. L'évolution fréquentielle de la permittivité diélectrique effective de la ligne est identique sur les deux courbes. Un léger décalage des courbes de dispersion ($\simeq 4$ %) peut éventuellement s'expliquer par l'incertitude sur l'évaluation de l'épaisseur de GaAs.

Effet d'une capacité série sur la propagation

Comme nous pouvons le remarquer sur les courbes de la figure 5.38, l'impulsion électrique générée est suivie d'un échelon d'amplitude importante (37 % de l'amplitude de l'impulsion)

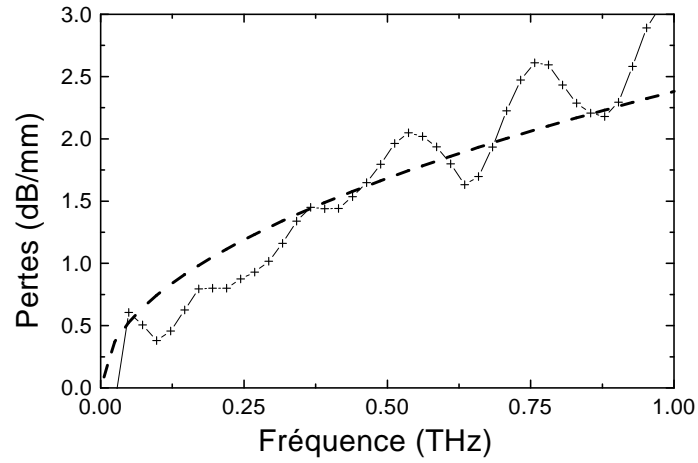


FIG. 5.40 – Pertes de la ligne microruban sur GaAs aminci. Les croix correspondent à la mesure, les tirets au modèle de Schnieder et Heinrich.

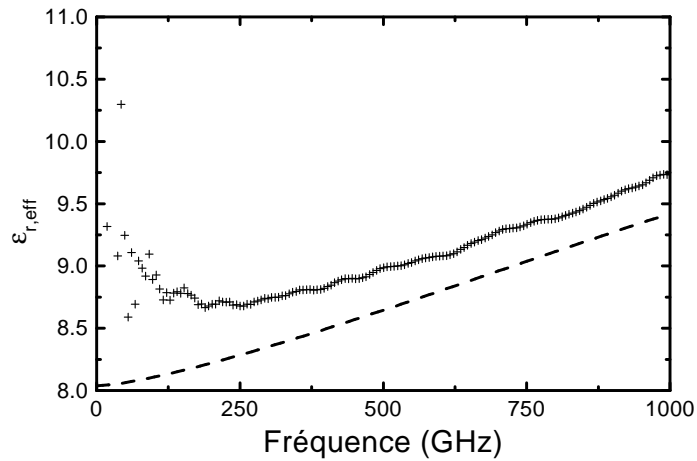


FIG. 5.41 – Dispersion de la ligne microruban sur GaAs aminci. Les croix correspondent à la mesure, les tirets au modèle de Schnieder et Heinrich.

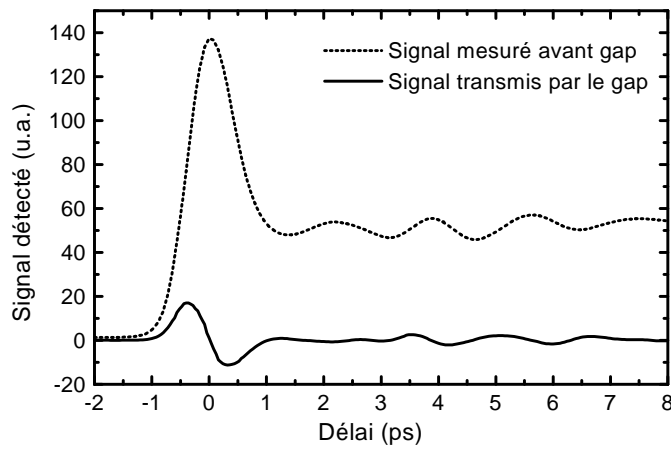


FIG. 5.42 – Comparaison des signaux mesurés avant et après une coupure de $5 \mu\text{m}$ sur une ligne microruban sur substrat de GaAs aminci.

qui reflète le temps de vie de plusieurs centaines de picosecondes du GaAs SI. L'exploitation fréquentielle des impulsions présentées précédemment a pu être réalisée grâce à une technique de calcul de transformée de Fourier permettant de s'affranchir de la différence de niveau continu entre le début et la fin de la fenêtre temporelle observée (méthode de Blackman). Cette différence de niveau continu peut toutefois être rédhitoire si l'on cherche à exploiter séparément les caractéristiques fréquentielles d'une impulsion et de son écho (chevauchement temporel) ; seule une technique de déconvolution compliquée permettrait d'extraire les informations recherchées. Comme nous allons le voir, l'ajout d'une micro-interruption du ruban de la ligne permet d'éliminer les composantes basses fréquences du signal propagé et donc de s'affranchir du temps de vie long du matériau GaAs SI.

La figure 5.42 montre les impulsions mesurées en positionnant le spot de pompe avant ou après la discontinuité représentée sur la figure 5.37. Il s'agit d'une interruption du ruban sur une longueur de $5 \mu\text{m}$. Outre une diminution importante de l'amplitude, on observe également une annulation de la valeur moyenne du signal mesuré. La coupure du ruban constitue en effet une capacité localisée en série dont la valeur est estimée par transformation conforme à environ 1 fF. La transmission du signal à travers ce filtre passe-haut permet d'obtenir la dérivée du signal incident (cf. figure 5.43). La largeur à mi-hauteur de l'impulsion mesurée est alors de 530 fs.

Conclusion et perspectives

Réalisée grâce aux progrès des techniques de report et d'amincissement, la ligne étudiée constitue à notre connaissance l'une des premières réalisations de ce type de ligne à partir d'un substrat semiconducteur (hormis celle réalisée en Silicium haute résistivité par Holzman *et al* [33] mais sur laquelle aucune étude des pertes de propagation n'a été rapportée). Elle présente des pertes faibles aux fréquences THz (3 dB/mm à 1 THz) grâce aux faibles pertes diélectriques du substrat de GaAs SI. Ces résultats constituent une performance record pour une ligne plaquée, mécaniquement robuste et compatible avec les technologies de la microélectronique. Des lignes TFMSL utilisant un substrat en polypropylène, polyéthylène ou PTFE ont révélé des

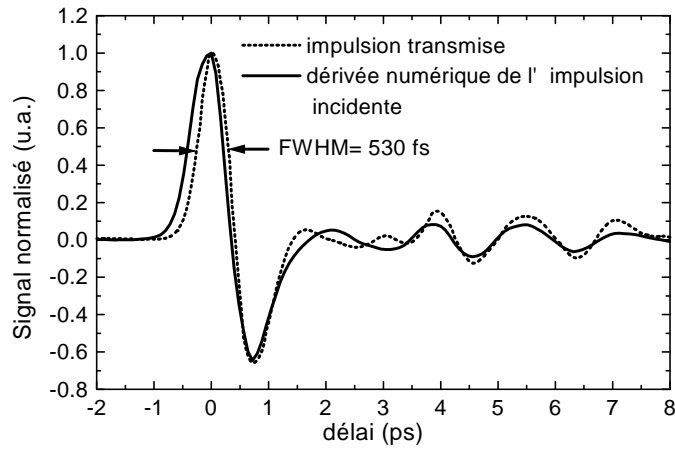


FIG. 5.43 – Comparaison de la dérivée numérique du signal incident et du signal transmis par une coupure de $5 \mu\text{m}$ sur une ligne microruban sur substrat de GaAs aminci.

caractéristiques de propagation exceptionnelles tant au niveau des pertes qu'au niveau de la dispersion [11]. Cependant, leur utilisation pour l'interconnexion de composants électroniques semble difficilement compatible avec les propriétés physiques de tels matériaux (température de fusion, conductivité thermique...).

La structure de la ligne microruban que nous avons réalisée est proche de celle utilisée pour la fabrication des lasers à cascade quantique THz récemment démontrés [35]. Elle peut s'adapter parfaitement à l'épaisseur de la couche épitaxiale ($12 \mu\text{m}$) et au transport vertical requis. A de telles longueurs d'onde ($\simeq 100 \mu\text{m}$), les guides d'onde diélectrique classiques utilisés en optique sont trop encombrants et des structures de propagation alternatives sont recherchées.

Si la ligne présente des avantages considérables pour la propagation de ce type de signal (mono-fréquentiel), sa dispersion relativement élevée est gênante pour les applications numériques à très haut débit. Néanmoins, la propagation de signaux à 160 Gbit/s sur ce type de ligne est tout à fait envisageable. Pour transmettre des signaux largement subpicosecondes, il faut dans ce cas repousser encore plus haut la fréquence de coupure du premier mode d'ordre supérieur et pour cela affiner encore le substrat de GaAs. Cet amincissement entraîne cependant une augmentation irrémédiable des pertes métalliques pour une même impédance caractéristique.

Outre ses faibles pertes, un deuxième avantage de la ligne réalisée est qu'elle permet de générer des transitoires électriques extrêmement rapides grâce à une excitation d'énergie photonique légèrement inférieure à l'énergie de bande interdite de GaAs mais également par l'intermédiaire d'une capacité série constituée simplement par l'interruption du ruban de la ligne. Cette approche est complémentaire de celles proposées par Holzman *et al* [39, 40]. Ces propriétés en font un candidat très intéressant pour la réalisation d'un système d'analyse THz de biomolécules tel que celui mis au point par Nagel *et al* [10].

5.2 Mesures des paramètres S de filtres réjecteurs de Bragg à 350 et 560 GHz

Dans cette partie, nous démontrons l'efficacité des différentes configurations de l'échantillonnage Franz-Keldysh pour la mesure des paramètres S d'un filtre intégré au sein d'une ligne CPS. Il s'agit d'un filtre de Bragg basé sur l'introduction périodique de discontinuités d'impédance au sein d'une ligne de transmission planaire. Nous verrons comment cette périodicité induit une bande de fréquence réfléchiée par le filtre (bande de réjection). Ce type de ligne est communément qualifié de structure de propagation à Bande Interdite Photonique unidimensionnelle (BIP 1D). Yun *et al* ont récemment proposé des structures de propagation similaires pour réaliser des filtres réjecteurs ou des résonateurs fonctionnant autour d'une dizaine de GHz [41]. Dans notre cas, la périodicité est réduite ce qui conduit à des fréquences de fonctionnement dans le domaine THz.

La technique d'échantillonnage Franz-Keldysh interne est utilisée pour la mesure d'un tel filtre réalisé sur substrat de GaAs SI. L'échantillonnage Franz-Keldysh à l'aide de report d'épitaxies a permis la caractérisation du même filtre déposé cette fois sur substrat de quartz. Nous verrons comment la nature du substrat influence les paramètres S du filtre.

5.2.1 Topologie du filtre

Le filtre réalisé en technologie planaire par lithographie électronique ou optique est intégré monolithiquement au sein d'une ligne coplanaire à deux rubans d'or larges de $10\ \mu\text{m}$ et séparés de $25\ \mu\text{m}$. Il est constitué d'une succession périodique de resserrements larges de $5\ \mu\text{m}$ et longs de $15\ \mu\text{m}$ (cf. figure 5.44). Ces resserrements sont reproduits tous les $150\ \mu\text{m}$ sur une distance de $5\ \text{mm}$. La longueur totale de la ligne est de $15\ \text{mm}$ ($5\ \text{mm}$ de ligne sans resserrements de part et d'autre du filtre) ce qui permet un fenêtrage des acquisitions temporelles de plusieurs dizaines de picosecondes en évitant les réflexions des plots de contact ou de l'extrémité ouverte de la ligne.

Deux types de filtres ont été étudiés. Le premier filtre est réalisé sur un substrat de GaAs sur lequel a préalablement été épitaxiée une couche de $1\ \mu\text{m}$ de GaAs BT. Le second est réalisé sur substrat de quartz cristallin ($\alpha\text{-SiO}_2$).

5.2.2 Modélisation

Un modèle simple basé sur la théorie des lignes permet le calcul du coefficient de réflexion du filtre étudié. Pour ce faire, nous assimilons les resserrements à des capacités localisées C_g dont la valeur peut être estimée par transformation conforme [1]. Une récurrence sur le nombre de capacités que présente le filtre permet de calculer l'impédance de charge de la ligne $Z_L(k)$ au niveau de chaque capacité localisée ainsi que l'impédance $Z(k)$ ramenée au niveau de la $k+1^{\text{eme}}$ capacité (cette impédance est nommée $Z(k+1)$). L'indice $k = 1$ désigne la dernière capacité du filtre. En considérant la sortie du filtre chargée par l'impédance caractéristique de la ligne (ligne infinie), on a les relations suivantes :

$$Z_L(k) = \frac{Z(k)}{1 + jZ(k)C_g\omega} \quad (5.19)$$

avec,

$$Z(k) = Z_c \frac{Z_L(k-1) + Z_c \text{th}(\gamma d)}{Z_c + Z_L(k-1) \text{th}(\gamma d)} \quad (5.20)$$

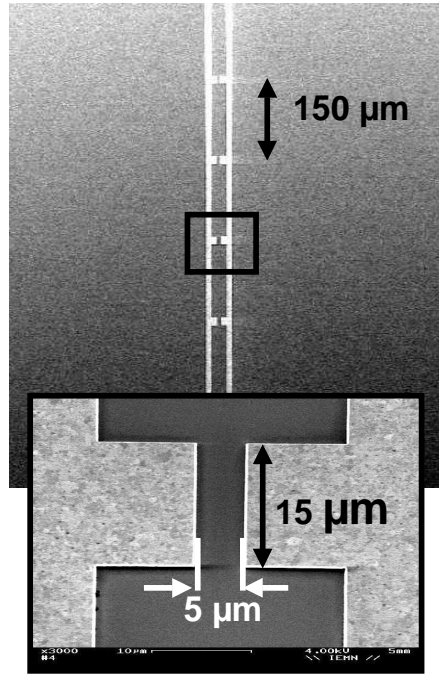


FIG. 5.44 – Images MEB du filtre étudié

et

$$Z_L(1) = \frac{Z_c}{1 + jZ_c C_g \omega} \quad (5.21)$$

où Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne, d est la périodicité du réseau ($d=150 \mu m$) et γ est la constante de propagation complexe de la ligne.

Le coefficient de réflexion complexe de notre structure (comprenant 33 resserrements) est donc :

$$\rho = \frac{Z_L(33) - Z_c}{Z_L(33) + Z_c} \quad (5.22)$$

La figure 5.45 représente le module de ce coefficient de réflexion (qui correspond au module du paramètre S_{11}) calculé pour un filtre réalisé sur un substrat de GaAs et en négligeant les pertes. La capacité C_g est estimée à environ 2,2 fF par transformation conforme et son impédance caractéristique est de 116 Ω . On peut remarquer que le filtre présente une réflexion totale sur une bande de fréquences comprises entre 320 et 370 GHz. Les variations rapides du module du coefficient de réflexion observables en dehors de la bande de réjection sont dues à la longueur finie du filtre (5 mm).

En ce qui concerne le filtre réalisé sur quartz, son coefficient de réflexion théorique sans pertes est présenté sur la figure 5.46. L'indice plus faible du substrat de quartz (environ 2,15 d'après [31]) modifie à la fois la permittivité effective de la ligne (et donc sa vitesse de propagation), l'impédance de la ligne ($Z_c=184 \Omega$) et la valeur de la capacité C_g (C_g est estimée égale à environ 0,9 fF). Ces différences déplacent la bande de réjection du filtre entre 510 GHz et 600 GHz. On remarque également la présence d'une bande de réjection entre 1020 GHz et 1200 GHz correspondant aux fréquences doubles.

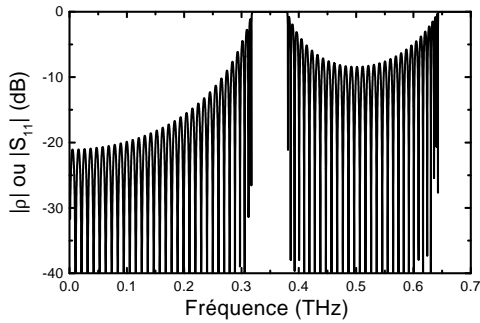


FIG. 5.45 – Module du coefficient de réflexion (ou S_{11}) théorique du filtre sur GaAs (pertes négligées).

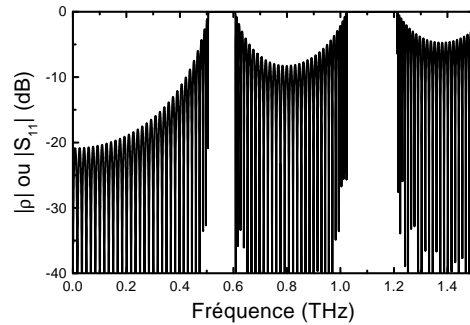


FIG. 5.46 – Module du coefficient de réflexion (ou S_{11}) théorique du filtre sur Quartz (pertes négligées).

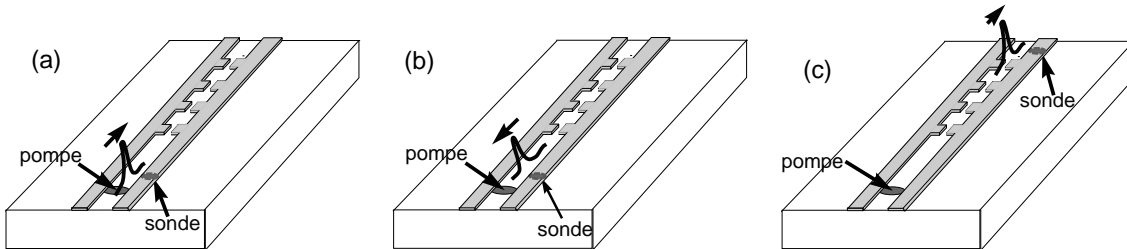


FIG. 5.47 – Configurations expérimentales pour mesurer les impulsions incidente (a), réfléchie (b) et transmise (c) par le filtre sur GaAs

5.2.3 Caractérisation d'un filtre de Bragg à 350 GHz sur GaAs par échantillonnage Franz-Keldysh interne

La nature du substrat (GaAs) ainsi que la présence d'une couche de GaAs BT sur l'échantillon nous ont permis d'utiliser l'échantillonnage Franz-Keldysh interne pour caractériser le filtre sur GaAs. L'impulsion électrique est générée par une impulsion optique bleue ($\lambda=450$ nm) quelques millimètres en amont du filtre. La sonde est focalisée sous le ruban polarisé positivement ($U=60$ V) et à une position intermédiaire entre le spot de pompe et le début du filtre, cette position est ajustée de manière à dissocier temporellement l'impulsion incidente de l'impulsion réfléchie (cf. figures 5.47.a et 5.47.b).

De manière à mesurer la transmission du filtre, le spot de sonde est cette fois positionné quelques dizaines de μm après le filtre. L'impulsion mesurée est présentée sur la figure 5.48.c.

A partir des transformées de Fourier rapides des acquisitions temporelles (cf. figures 5.48.a, b et c), nous avons déduit les paramètres S_{11} et S_{12} caractérisant le filtre. Les modules de ces paramètres S sont représentés sur la figure 5.49. Nous avons également indiqué sur cette figure le calcul théorique du module du coefficient de réflexion effectué à partir du modèle présenté précédemment en tenant compte des pertes de la ligne. Ces pertes sont prises en considération dans la constante de propagation complexe de la ligne ($\gamma = \alpha + j\beta$) dans le calcul du coefficient de réflexion, mais également en ajoutant à la réponse calculée les pertes de propagation en amont et en sortie du filtre. D'après le retard et connaissant la vitesse de propagation sur la ligne, nous

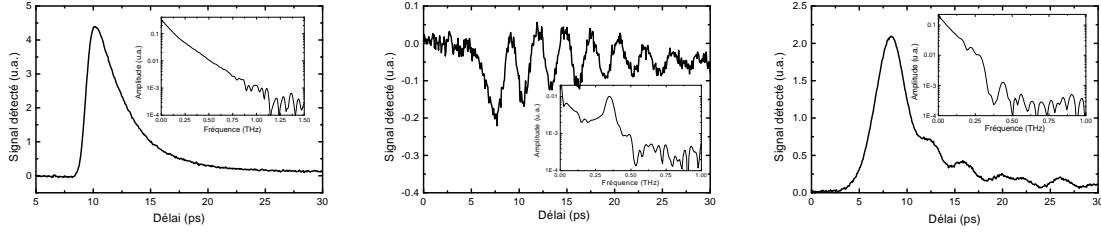


FIG. 5.48 – De gauche à droite, impulsion incidente (a), réfléchie (b) et transmise (c) par le filtre de Bragg sur GaAs

avons déduit que cette distance de propagation était d'environ 3,1 mm. Les pertes considérées sont établies à partir des pertes résistives évaluées lors de l'étude la ligne CPS 10/25/10 (cf. début du chapitre 5) et des pertes radiatives calculées à l'aide de la relation 5.17. Ces pertes bien qu'approximatives permettent néanmoins une comparaison entre le modèle théorique et les résultats expérimentaux. On retrouve ainsi dans les deux cas le caractère réjecteur du filtre autour de 350 GHz mais les pertes atténuent fortement les bords de la bande de réjection. Notons que le calcul théorique de la figure 5.49 n'induit pas d'oscillations rapides comme celui de la figure 5.46. Ceci est dû à deux raisons. Tout d'abord les pertes du filtre sont telles que ces oscillations dues aux ondes stationnaires induites par les extrémités du filtre sont fortement affaiblies par l'atténuation lors de la propagation dans le filtre. D'autre part, le fenêtrage temporel réalisé lors la mesure ne permet pas d'observer sur le signal réfléchi par le filtre une réflexion de l'impulsion incidente sur la sortie du filtre. Nous avons donc pris en considération le fenêtrage temporel réalisé par la mesure en "lissant" par filtrage la courbe du modèle théorique.

Les pertes totales du filtre ($|S_{11}|^2 + |S_{12}|^2$) sont représentées sur la figure 5.50. On y remarque une prédominance des pertes résistives à basse fréquence (pertes en \sqrt{f}) alors que les pertes radiatives semblent prépondérantes (pertes en f^3) lorsque la fréquence augmente et en particulier au-delà de la fréquence de réjection du filtre. Des "pics" de pertes sont également présents à certaines fréquences et sont attribués à des couplages entre le mode TEM de la ligne et des modes de substrat. L'ensemble de ces pertes pourrait être diminué par une réduction de la longueur du filtre. En effet, un nombre plus limité de discontinuités fournirait un taux de réjection déjà raisonnable. Une autre alternative est la diminution des pertes de la ligne. Comme nous l'avons vu précédemment, la meilleure solution est d'utiliser un substrat présentant une constante diélectrique plus faible et des pertes diélectriques également faibles aux fréquences THz. Le matériau choisi est le quartz cristallin (α -SiO₂).

5.2.4 Caractérisation d'un filtre de Bragg à 560 GHz sur quartz par échantillonnage Franz-Keldysh externe

L'absence d'effet Franz-Keldysh dans le substrat nous a conduit à utiliser la technique du report de patches de GaAs et d'AlGaAs BT (cf. chapitre 4) pour caractériser le filtre intégré sur quartz. Trois morceaux d'épitaxie sont donc collés par force de Van der Waals sur les métallisations de la ligne testée : un patch de GaAs BT en amont du filtre qui va nous permettre de générer l'impulsion électrique subpicoseconde; un patch d'AlGaAs BT collé sur la ligne entre le début du filtre et le patch de GaAs BT et un autre patch d'AlGaAs BT en sortie du filtre. Une précaution particulière est prise lors du placement des patches de manière à ce que les impulsions incidentes et réfléchies par le filtre ne se recouvrent pas temporellement. Ce positionnement est

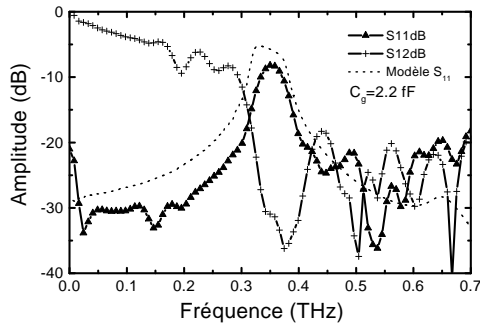


FIG. 5.49 – Paramètres S du filtre de Bragg sur GaAs et modèle théorique du filtre avec pertes

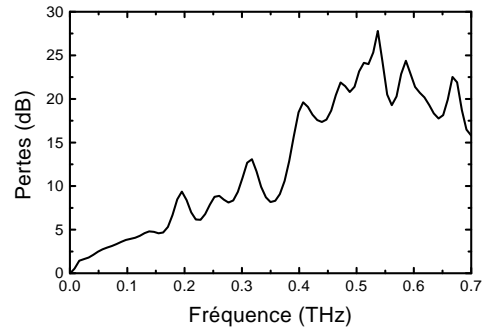


FIG. 5.50 – Pertes du filtre sur GaAs ($P(dB) = -10\log(|S_{11}|^2 + |S_{12}|^2)$)

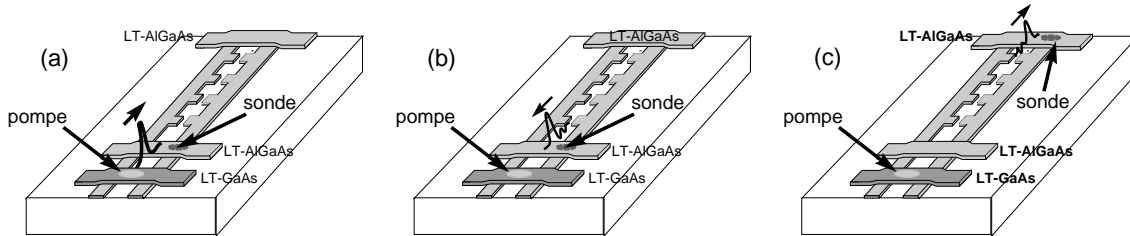


FIG. 5.51 – Configurations expérimentales pour mesurer les impulsions incidente (a), réfléchie (b) et transmise (c) par le filtre sur quartz

d'autant plus critique que la vitesse de propagation sur la ligne CPS déposée sur quartz est plus élevée que sur GaAs ($\simeq 180 \mu\text{m}/\text{ps}$ au lieu de $114 \mu\text{m}/\text{ps}$). Les différentes configurations de mesure sont présentées sur la figure 5.51.

La figure 5.52 présente les acquisitions temporelles obtenues pour l'impulsion incidente (a), l'impulsion réfléchie (b) et l'impulsion transmise par le filtre (c). La configuration expérimentale décrite au chapitre 4 permet de générer des impulsions électriques plus rapides qu'en échantillonnage Franz-Keldysh interne (pompe rouge). Ainsi, la rapidité de l'impulsion incidente (qui présente une largeur à mi-hauteur de 0,9 ps environ) permet une mesure sur une étendue spectrale supérieure à 2 THz (cf. figure 5.52.a). Il est ainsi possible de distinguer sur le spectre de l'impulsion réfléchie par le filtre (cf. figure 5.52.b) deux pics de résonance centrés autour de 560 GHz et 1,12 THz. D'autre part, on remarque sur le spectre de l'impulsion transmise, une bande de fréquences atténuée entre 500 et 600 GHz.

Comme précédemment, nous avons calculé les paramètres S du filtre à partir des transformées de Fourier rapides des différentes impulsions mesurées. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 5.53 et 5.54. Sur la première figure sont également indiqués les résultats du modèle précédent appliqué au quartz (en considérant les pertes de propagation et en ne prenant en compte que 5 resserrements) et des résultats de simulations électromagnétiques dans le domaine fréquentiel réalisées par T. Akalin à l'aide du logiciel HFSS (dans lesquelles la distance de 2,1 mm parcourue par l'impulsion sur la ligne avant l'entrée du filtre n'est pas prise en compte). On remarque une très bonne concordance entre les trois courbes. Chacune présente une bande de

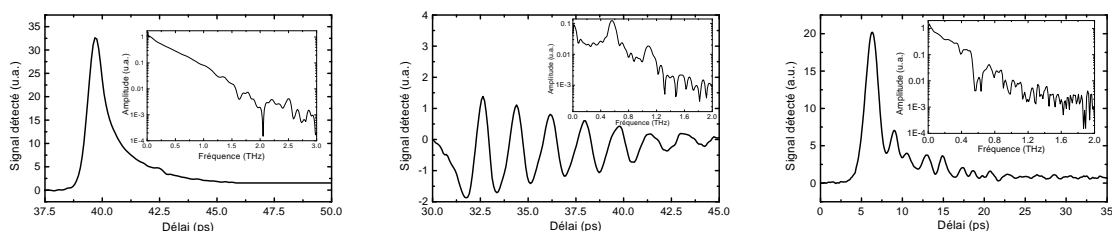


FIG. 5.52 – De gauche à droite : impulsion incidente (a), réfléchi (b) et transmise (c) par le filtre de Bragg sur quartz

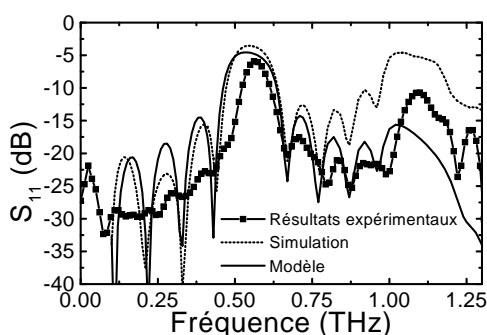


FIG. 5.53 – Paramètre S_{11} du filtre de Bragg sur quartz : mesure, simulations HFSS et modèle théorique du filtre avec pertes

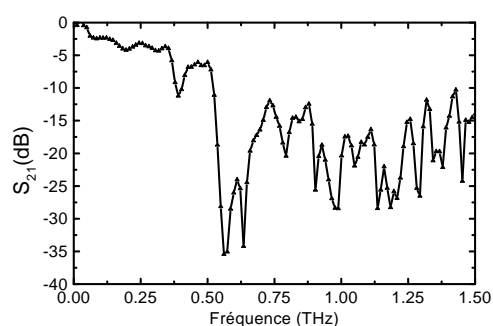


FIG. 5.54 – Paramètre S_{21} du filtre sur quartz : mesure.

réjection centrée autour de 540-560 GHz (3.6 % d'erreur sur la position du maximum de réjection) et une bande de réjection à -3dB égale à 80 GHz pour la courbe expérimentale, 125 GHz pour la simulation et 146 GHz pour le modèle. Des différences entre la simulation et l'expérience sont essentiellement constatées au niveau de l'amplitude des maxima de réjection. Ces différences peuvent s'expliquer d'une part par la non-prise en compte des pertes de propagation en amont du filtre dans la simulation et d'autre part par la différence de dimensions du substrat entre la simulation et l'expérience. En effet, de manière à réduire le temps de calcul, la dimension en largeur du substrat dans la simulation est limitée à 300 μm alors qu'elle est de plusieurs cm dans la réalité. Nous avons vu précédemment que les dimensions du substrat avaient une influence considérable sur l'amplitude des pertes par onde de choc d'une ligne CPS et qu'une réduction de la largeur pouvait induire une diminution des pertes de propagation.

Les différences constatées entre le modèle et l'expérimentation ou la simulation sont peut-être dues à la non-prise en compte de pertes liées au rayonnement électromagnétique dans l'air ou le substrat occasionné par chaque discontinuité. D'autre part, on peut remarquer sur le modèle comme sur les simulations que le phénomène d'ondes stationnaires induit une chute du S_{11} à certaines fréquences (quasiment identiques dans les deux cas). Dans ces deux calculs, le nombre de resserrements pris en compte est seulement de 5 pour des raisons essentiellement de temps de calcul des simulations électromagnétiques. Le modèle montre cependant qu'un nombre de resserrements plus important modifie peu les caractéristiques de réflexion du filtre étant données les pertes de la ligne.

L'ensemble de ces résultats montrent les potentialités de la technique du report de patches pour établir les paramètres S d'un composant intégré. Il s'agit à notre connaissance de la mesure de paramètres S d'un composant intégré la plus haute en fréquence avec celles réalisées par Nagel *et al* sur un filtre intégré en technologie microruban [42, 10].

Bibliographie

- [1] R.K.Hoffmann, "Handbook of Microwave Integrated Circuits", edited by Harlan H. Howe Jr. (Artech House,1987).
- [2] A.Sommerfeld, "Electrodynamics", *Lectures on Theoretical Physics, Vol. III*, Academic Press Inc., New-York (1952).
- [3] J.W.Lamb, "Miscellaneous data on materials for millimeter and submillimeter optics", *Infrared and millimeter waves*, edited by K.L.Button, vol.10, Pt.II (Academic Press, New-York, 1983).
- [4] D.Grischkowsky, S.Keiding, M.Van Exter, and Ch.Fattinger, "Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors", *J.Opt.Soc.Am B* **7**, p. 2006 (1990).
- [5] D.B.Rutledge, D.P.Neikirk, and D.P.Kalingsam, "Infrared and millimeter waves", edited by K.L.Button, vol.10, Pt.II (Academic Press, New-York, 1983).
- [6] R.W.McGowan, D.Grischkowsky and J.A.Misewich, "Demonstrated low radiative loss of a quadrupole ultrashort electrical pulse propagated on a three strip coplanar transmission line", *Appl. Phys. Lett.* **71**, p. 2842 (1997).
- [7] J.Gondermann, E.G.stein von Kamienski, H.G.Roskos et H.Kurz, "*Al - SiO₂ - Al* Sandwich Microstrip Lines for High-Frequency On-Chip Interconnects", *IEEE trans. Microwave Theory Tech.* **41**, p. 2087 (1993).
- [8] F.Schnieder et W.Heinrich, "Model of Thin-Film Microstrip Line for Circuit Design", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **49**, p. 104 (2001).
- [9] H.-M.Heiliger, M.Nagel, H.G.Roskos, H.Kurz, F.Schneider, W.Heinrich, R.Hey et K.Ploog, "Low-dispersion thin-film microstrip lines with cyclotene (benzocyclobutene) as dielectric medium", *Appl. Phys. Lett.* **70**, p. 2233 (1997).
- [10] M.Nagel, P.Haring Bolivar, M.Brucherseifer, H.Kurz, A.Bosserhoff et R.Büttner, "Integrated THz technology for label-free genetic diagnostics", *Appl. Phys. Lett.* **80**, p. 154 (2002).
- [11] M.Nagel, T.Dekorsy, M.Brucherseifer, P.Haring Bolivar et H.Kurz, "Characterization of polypropylene thin-film microstrip lines at millimeter and submillimeter wavelengths", *Microwave Opt. Techno. Lett.* **29**, p. 97 (2000).
- [12] R.H.Stolen, "Far-infrared absorption in high resistivity GaAs", *Appl. Phys. Lett.* **15**, p. 74 (1969).
- [13] T.Y.Hsiang, J.F.Withaker, R.Sobolewski, D.R.Dykaar and G.A.Mourou, "Propagation characteristics of picosecond electrical transients on coplanar striplines", *Appl. Phys. Lett.* **51**, p. 1551 (1987).

- [14] K.C.Gupta, R.Garg, R.Ghadha, "Computer-aided design of microwave circuits" (Artech House, 1981).
- [15] M.Tsuji, H.Shigesawa and A.A.Oliner, "New interesting leakage behaviour on coplanar waveguides of finite and infinite widths", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. **MTT-39**, pp. 2130-2137 (1991).
- [16] D.S.Phatak, N.K.Das and A.P.Defonzo, "Dispersion characteristics of optically excited coplanar striplines : pulse propagation", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. **MTT-38**, pp.654-661 (1990).
- [17] D.R.Grischkowsky, I.N.Duling III, J.C.Chen and C.-C.Chi, "Electromagnetic shock waves from transmission lines", *Phys. Rev. Lett.*, vol. **59**, pp. 1663-1666 (1987).
- [18] C.Fattinger and D.R.Grischkowsky, "Observation of electromagnetic shock waves from propagating surface-dipole distributions", *Phys. Rev. Lett.*, vol. **62**, pp. 2961-2964 (1989).
- [19] D.H.Auston, K.P.Cheung, J.A.Valdmanis, and D.A.Kleinman, "Cherenkov radiation from Femtosecond optical pulses in electro-optic media", *Phys. Rev. Lett.*, vol. **53**, pp. 1555-1558 (1984).
- [20] M.Y.frankel, S.Gupta, J.A.Valdmanis and G.A.Mourou, "Terahertz attenuation and dispersion characteristics of coplanar transmission lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. **MTT-39**, pp.910-915 (1991).
- [21] D.L.Lee, "Electromagnetic principles of integrated optics", John Wiley & Sons (1986).
- [22] Wen C.P., "Coplanar Waveguide : A surface strip transmission line suitable for non-reciprocal gyromagnetic device application", *IEEE Trans.*, Vol. **MTT-17**, pp.1087-1090 (1969).
- [23] G.Hasnain, A.Dienes, and J.R.Whinnery, "Dispersion of picosecond pulses in coplanar transmission lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. **MTT-34**, pp.738-741 (1986).
- [24] D.S.Phatak, N.K.Das and A.P.Defonzo, "Dispersion characteristics of optically excited coplanar striplines : comprehensive full-wave analysis", *IEEE TRans. Microwave Theory Tech.*, vol. **MTT-38**, pp.1719-1730 (1990).
- [25] J-Y.Ke, I-S.Tsai and C.H.Chen, "Dispersion and leakage characteristics of coplanar waveguides", *IEEE TRans. Microwave Theory Tech.*, vol. **MTT-40**, pp. 1970 (1992).
- [26] A.A.Oliner, "Leaky Waves in Microwave and Millimeter-Wave Integrated Circuits : Basic Properties and Applications", *Proc. Asian Pacific Microwave Conference, WS8-1*, Yokohama, Japan (1998).
- [27] H.Shigesawa, M.Tsuji, "FDTD analysis of narrow pulse distortion on open and shielded coplanar waveguides", *Proc. 23rd European Microwave Conf., C4-2*, Madrid, Spain (1993).
- [28] M.Tsuji, H.Shigesawa, "Packaging of printed-circuit lines : a dangerous cause for narrow pulse distortion", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. **MTT-42**, pp.1784-1790 (1994).
- [29] S.A.Shah, A.Zheng, M.K.Jackson, L.Pouliot, A.Lecours and J.F.Currie, "Guided surface waves in photoconductive excitation", *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol.6, pp.309-311 (1996).

-
- [30] E.Peytavit, "Génération et propagation aux fréquences Terahertz", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Oct. 2002.
- [31] B.Wyncke, F.Bréhat and H.Kharroubi, "Spectroscopic studies of optical materials in the far infrared : the case of crystal quartz", *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **18**, p. 475 (1997).
- [32] V.Bertrand, "Génération optoélectronique, propagation et rayonnement d'impulsions électromagnétiques ultra-brèves. Application à l'étude d'un banc de caractérisation en millimétrique", Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, Oct. 1996.
- [33] J.F.Holzman, F.E.Vermeulen and A.Y.Elezzabi, "Generation of 1.2 ps electrical pulses through parallel gating in ultrathin silicon photoconductive switches", *Appl. Phys. Lett.* **79**, p. 4249 (2001).
- [34] W.Heinrich, "Full-wave analysis of conductor losses on MMIC transmission lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-38**, p. 1468 (1990).
- [35] R.Köhler, A.Tredicucci, F.Beltram, H.E.Beere, E.H.Linfield, G.Davies, D.A.Ritchie, R.C.Ioti, F.Rossi, "Terahertz semiconductor heterostructure laser", *Nature*, vol. 417, p. 156 (2002).
- [36] H.-J.Cheng, J.F. Whitaker, T.M. Weller, and L.P.B. Katehi, "Terahertz-bandwidth characteristics of coplanar transmission lines on low permittivity substrates", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **42**, p. 2399 (1994).
- [37] F.Mesa, D.R.Jackson, M.J.Freire, "Evolution of leaky modes on printed-circuit lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **50**, p. 94 (2002).
- [38] S.Alexandrou, R.Sobolewski, and T.Y.Hsiang, "Bend-induced even and odd modes in picosecond electrical transients propagated on coplanar waveguide", *Appl. Phys. Lett.* **60**, p. 1836 (1992).
- [39] J.F.Holzman, F.E.Vermeulen, and A.Y.Elezzabi, "Recombination-independent photo-generation of ultrashort electrical pulses", *Appl. Phys. Lett.* **76**, p. 134 (2000).
- [40] J.F.Holzman, F.E.Vermeulen, and A.Y.Elezzabi, "Ultrafast photoconductive self-switching of subpicosecond electrical pulses", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **36**, p. 130 (2000).
- [41] T.-Y.Yun, and K.Chang, "Uniplanar one-dimensional Photonic Bandgap structures and resonators", *Electron. Lett.* **49**, p. 549 (2001).
- [42] M.Nagel, T.Dekorsy, and H.Kurz, *SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. Proceedings of Spie - The International Society for Optical Engineering* **3828**, p. 263-5 (1999).
- [43] L.Desplanque, E.Peytavit, J.-F.Lampin, D.Lippens, and F.Mollot, "Shockwave coupling between THz transmission lines on GaAs", *Appl. Phys. Lett.* **83**, p. 2483 (2003).

Conclusions et perspectives

L'effet Franz-Keldysh est un effet d'électroabsorption assez rapide et sensible pour permettre la mesure d'une variation ultra-rapide de champ électrique se propageant sur une ligne de transmission. La mise en place d'un dispositif d'échantillonnage utilisant un laser femtoseconde Ti :Saphir nous a conduit à cette idée et à son exploitation pour la caractérisation électro-optique. Les résultats obtenus ont révélé une sensibilité comparable et même souvent supérieure à celle des méthodes électro-optiques classiques utilisant l'effet Pockels dans le substrat de GaAs ou dans une sonde externe en LiTaO₃. De plus, la perturbation induite sur la ligne sous test est très faible et souvent difficilement détectable. Enfin, la résolution temporelle obtenue est seulement limitée, comme dans le cas de l'échantillonnage électro-optique basé sur l'effet Pockels, par le temps de transit du faisceau optique de mesure dans les lignes de champ électrique de la ligne sous test (cette convolution est cependant minimisée dans l'échantillonnage Franz-Keldysh par la non-linéarité de l'effet d'électroabsorption).

Ce premier dispositif de mesure a permis de nombreuses applications. La première a consisté à étudier les propriétés de photoconduction ultra-rapide du GaAs épitaxié à basse température sous excitation optique bleue. Les résultats obtenus ont mis en évidence un effet de saturation des pièges à forte densité de porteurs photogénérés et également une augmentation de la vitesse des électrons au cours de leur relaxation. La seconde application concerne l'étude électromagnétique de structures de propagation THz. Parmi ces structures, nous avons notamment mis en évidence le couplage par onde de choc électromagnétique entre deux lignes coplanaires déposées sur un même substrat de GaAs de dimensions finies. La réalisation et la mesure des caractéristiques de propagation d'une ligne microruban sur GaAs aminci représentent également un résultat marquant puisque les pertes à 1 THz de cette ligne (environ 3 dB/mm) constituent à notre connaissance un record pour une ligne plaquée utilisant un substrat semiconducteur compatible avec les technologies de la microélectronique (les lignes de transmission sur membrane présentent certes de meilleures propriétés de propagation mais leur fragilité les rend difficile à utiliser en pratique pour la réalisation de circuits intégrés). Enfin, la mesure des paramètres S d'un filtre de Bragg à 350 GHz intégré sur substrat de GaAs montre les capacités de la technique de caractérisation utilisant l'échantillonnage Franz-Keldysh interne.

Notre objectif ultime étant la réalisation d'un banc de caractérisation de composants actifs, il a fallu résoudre un certain nombre de problèmes intrinsèques à l'effet Franz-Keldysh. Le premier concernait la non-linéarité à faible champ de l'effet d'électroabsorption. Nous avons démontré que l'utilisation d'une pointe métallique polarisée et posée à proximité de la ligne sous test permettait de générer un champ électrostatique suffisamment intense pour obtenir un effet d'électroabsorption linéaire sous les électrodes, et ce, quasiment sans perturber la propagation des signaux électriques. Le second obstacle à la généralisation de la technique de mesure à tout type de substrat résidait à la fois dans la dépendance de l'effet Franz-Keldysh à la nature du substrat et dans l'utilisation d'une couche de GaAs BT pour générer des impulsions électriques

rapides. Ce problème a été résolu en profitant des ressources technologiques de l'IEMN et en particulier des potentialités de l'épitaxie par jet moléculaire. Ce procédé de croissance a permis en effet la réalisation de couches semiconductrices d'épaisseur et de composition contrôlées pouvant être "détachées" de leur substrat de croissance grâce à l'incorporation dans la structure épitaxiale d'une couche aux propriétés physico-chimiques différentes de celles du substrat. Ces épitaxies ont rendu possible le report de couches de GaAs BT et d'AlGaAs BT sur des lignes de propagation grâce au développement d'une technique particulière basée sur le collage par forces de Van Der Waals. L'association de cette technique de report et le développement du dispositif de mesure ont montré la possibilité de générer et de détecter des impulsions électriques subpicosecondes sur une ligne de transmission déposée sur un substrat arbitraire. L'efficacité de la génération, la sensibilité et la résolution temporelle de la mesure obtenues dans ces conditions sont comparables voire supérieures à la mesure interne. Le spectre des impulsions mesurées s'étend jusque 2,5 THz. Cette technique a ainsi pu être appliquée à la mesure des paramètres S d'un filtre réjecteur de Bragg, intégré sur substrat de quartz, dont la fréquence de réjection est centrée autour de 560 GHz.

L'association de ces différentes techniques (pointe polarisante et lift-off épitaxial) a enfin abouti à la réalisation d'une sonde mobile d'échantillonnage, dernière étape avant la caractérisation d'un composant actif.

Les techniques de mesure mises en place pendant cette thèse peuvent bien entendu être améliorées sur plusieurs points. Une voie qui semble prometteuse est l'utilisation d'un matériau semi-conducteur piézoélectrique contraint dans lequel la polarisation interne serait suffisamment élevée pour obtenir un effet Franz-Keldysh sensible et surtout linéaire aux faibles champs. D'ailleurs, l'effet Franz-Keldysh est parfois utilisé pour mesurer les contraintes dans des structures épitaxiales [1, 2]. L'Arséniure de Gallium présente des propriétés piézoélectriques dans la direction $\langle 111 \rangle$ et les contraintes que l'on peut induire dans ce matériau lors de la croissance peuvent être assez fortes pour induire des champs internes élevés (qqs 10 kV/cm). Son application à l'échantillonnage d'électroabsorption nécessite bien sûr la maîtrise de ses paramètres de croissance, une étude détaillée de ses propriétés électro-optiques et sans aucun doute une adaptation de la technique de report au cas de couches contraintes. Néanmoins, la réalisation de ce type de matériaux constituerait un progrès important pour l'échantillonnage d'électroabsorption.

Un autre développement concerne la réalisation d'un outil de simulation dans le domaine temporel prenant en compte à la fois les mécanismes de photoconduction ultra-rapide et les effets de propagation du signal électrique sur une ligne de transmission. Nous avons commencé à réaliser ce travail pendant cette thèse en développant notamment un code de calcul basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD⁴¹). Malheureusement, ce type de simulation nécessite des capacités de calcul très importantes et il est difficile de pouvoir concilier l'observation de phénomènes de propagation électromagnétique sur des distances de quelques millimètres avec celle de phénomènes submicrométriques intervenant dans les mécanismes de la photoconduction. Le développement d'un maillage spécial adapté à ce type de calcul est donc nécessaire.

Enfin, l'élargissement du champ d'application de l'échantillonnage d'électroabsorption dépend également de l'évolution des sources laser femtosecondes compactes. Le laser Ti :saphir présente des propriétés d'émission remarquables mais la bande d'absorption du cristal nécessite une source laser verte pour l'inversion de population. Ce type de source de forte puissance est encore loin d'être disponible sous forme de diodes laser et la taille totale du système femtoseconde reste im-

⁴¹Finite Difference in Time Domain

posante. Cependant, grâce notamment au développement de nouveaux cristaux, à l'amélioration des techniques de blocage de modes passif (ex : SESAM⁴²), à la mise au point de diodes laser AlGaInP de forte puissance et à une meilleure conception de la cavité laser, les progrès réalisés dans la réduction des dimensions des sources laser femtosecondes sont importants. Récemment, Hopkins *et al* démontrait la réalisation d'une source laser compacte émettant des impulsions de 133 fs à une longueur d'onde proche de 850 nm avec une puissance de sortie d'environ 5 mW et un taux de répétition de 315 MHz [3]. Ce laser dont la taille totale (système de pompage par diode + cavité) n'excède pas celle d'une feuille A4 est réalisé grâce à un cristal de Cr³⁺:LiSrAlF₆ (Cr:LiSAF) pompé par deux diodes laser. Même si son développement industriel est encore limité par sa faible puissance de sortie, ce type de laser correspond tout à fait à nos besoins étant donné le niveau de puissance assez faible nécessaire pour l'échantillonnage d'électroabsorption. Une autre alternative consiste à développer des matériaux permettant de réaliser la mesure d'échantillonnage à une longueur d'onde de 1,55 μm . On dispose en effet avec le laser à fibre dopée Erbium d'une source optique compacte commerciale émettant à cette longueur d'onde. En ce qui concerne le matériau photoconducteur, des études récentes réalisées par échantillonnage électro-optique ont montré que l'InGaAs irradié présentait des propriétés de photoconduction ultra-rapides très intéressantes à 1,55 μm [4, 5]. L'utilisation de l'échantillonnage d'électroabsorption à partir de cette source laser nécessite la mise au point d'un matériau présentant des propriétés d'électroabsorption à la longueur d'onde d'émission ou tout simplement l'utilisation d'un système de génération de second harmonique sur le faisceau de sonde permettant d'obtenir une longueur d'onde compatible avec l'électroabsorption dans une couche d'AlGaAs BT comprenant environ 10 % d'Aluminium. En résumé, l'espoir de pouvoir bientôt réaliser un système de caractérisation par échantillonnage d'électroabsorption compact est bel et bien permis.

“L'analyseur de réseaux temporel” que nous avons développé offre des perspectives intéressantes non seulement dans le domaine de la caractérisation de composants électroniques rapides mais aussi plus spécifiquement dans celui de l'imagerie résolue temporellement de phénomènes électromagnétiques ultra-rapides. Ces applications me semblent indispensables à la compréhension et à l'amélioration des composants électroniques réalisés aujourd'hui en laboratoire. Elles leur permettront peut-être demain de réaliser la jonction tant attendue entre ces deux mondes si proches et si différents que sont l'électronique et l'optique.

⁴²semiconductor-saturable absorber mirror

Bibliographie

- [1] H.Shen, M.Dutta, W.Chang, R.Moerkirk, D.M.Kim, K.W.Chung, P.P.Ruden, M.I.Nathan, and M.A.Stroschio, "Direct measurement of piezoelectric field in a [111]B grown InGaAs/GaAs heterostructure by franz-Keldysh oscillations", Appl. Phys. Lett. **60**, p. 19 (1992).
- [2] P.D.Berger, C.Bru, Y.Baltagi, T.Benyattou, M.Berenguer, G.Guillot, X.Marcadet and J.Nagle, "Piezoelectric field measurements by photorefectance in strained In-GaAs/GaAs structures grown on polar substrates", Microelectronics Journal **26**, p. 827 (1995).
- [3] J.-M.Hopkins, G.J.Valentine, B.Agate, A.J.Kemp, U.Keller and W.Sibbett, "Highly compact and efficient femtosecond C :LiSAF lasers", IEEE J. Quantum Electron. **38**, p. 360 (2002).
- [4] L.Joulaud, J.Mangeney, J.-M. Lourtioz, P.Crozat, and G.Patriarche, "Thermal stability of ion-irradiated InGaAs with (sub-) picosecond carrier lifetime", Appl. Phys. Lett. **82**, p 856 (2003).
- [5] J.Mangeney, L.Joulaud, P.Crozat and J.Decobert, "Ultrashort electrical pulse generation using ion-irradiated-InGaAs based photoconductive switch probed at 1.55 μm ", 11th Int. Conf. Terahertz Electron. Tech. Dig., p 51, Sept. 2003.