



**HAL**  
open science

# Echantillonnage électro-optique à $1,55 \mu\text{m}$ pour la mesure de circuits rapides sur InP

Laurent Joulaud

► **To cite this version:**

Laurent Joulaud. Echantillonnage électro-optique à  $1,55 \mu\text{m}$  pour la mesure de circuits rapides sur InP. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2004. Français. NNT : . tel-00122780

**HAL Id: tel-00122780**

**<https://theses.hal.science/tel-00122780>**

Submitted on 4 Jan 2007

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

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

N° D'ORDRE : 7722

UNIVERSITE PARIS XI  
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

**THÈSE**

**Présentée**

**Pour obtenir**

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

**PAR**

**Laurent JOULAUD**

**Sujet :**

**Echantillonnage électro-optique à 1,55  $\mu\text{m}$  pour la  
mesure de circuits rapides sur InP**

soutenue le 01/12/2004 devant la Commission d'examen

Alain CAPPY (Président)

Laurent CHUSSEAU (Rapporteur)

Jean-Louis COUTAZ (Rapporteur)

Paul CROZAT (Directeur de thèse)

Juliette MANGENEY (Co-directrice de thèse)

Julien NAGLE (Examineur)

André SCAVENNEC (Invité)

---

N° D'ORDRE : 7722

<p>UNIVERSITE PARIS XI UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY</p>
---

**THÈSE**

**Présentée**

**Pour obtenir**

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

**PAR**

**Laurent JOULAUD**

**Sujet :**

**Echantillonnage électro-optique à 1,55  $\mu\text{m}$  pour la  
mesure de circuits rapides sur InP**

soutenue le 01/12/2004 devant la Commission d'examen

Alain CAPPY (Président)

Laurent CHUSSEAU (Rapporteur)

Jean-Louis COUTAZ (Rapporteur)

Paul CROZAT (Directeur de thèse)

Juliette MANGENEY (Co-directrice de thèse)

Julien NAGLE (Examineur)

André SCAVENNEC (Invité)

---

---

# Remerciements

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Electronique Fondamentale (IEF) depuis Octobre 2001. Je remercie Monsieur **Jean-Michel LOURTIOZ** directeur de l'IEF pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire. Je remercie également le Centre National de la Recherche Scientifique et la Région Ile-de-France pour leur soutien financier.

Je tiens tout particulièrement à remercier **Juliette MANGENEY**, chercheuse au CNRS, pour avoir encadré cette thèse. Sans sa passion, sa disponibilité, ses connaissances et sa rigueur scientifique, les résultats obtenus lors de ce travail n'auraient certainement pas eu la même qualité.

Mes remerciements vont aussi à **Paul CROZAT**, professeur à l'Université Paris XI, et responsable de l'équipe de recherche technologique (ERT MOTUS), pour avoir accepté de diriger ce sujet de thèse. Son expertise dans le domaine des hyperfréquences et ses qualités d'expérimentateur ont été déterminantes dans la réussite de ce travail.

Je suis très reconnaissant à Monsieur **Alain CAPPY**, Professeur à l'IEMN, de me faire l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

Je remercie également Messieurs **Laurent CHUSSEAU**, directeur de recherche au CNRS, et **Jean-Louis COUTAZ**, Professeur à l'Université de Savoie, pour avoir accepté de juger ce travail en qualité de rapporteurs.

Je remercie Monsieur **Julien NAGLE**, chercheur à Thales Research and Technology, pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur **André SCAVENNEC**, chercheur au laboratoire Alcatel/Opto+, pour avoir suivi ces travaux de près, avoir soutenu ce projet et avoir accepté l'invitation à la soutenance thèse.

De nombreuses personnes ont participé de près ou de loin à ces travaux. Parmi elles, je remercie **Jean DECOBERT** pour la qualité des couches épitaxiales, **Harry BERNAS**, **Daniel GARDES**, **Jean-Maire CUREAUDEAU**, **Catherine CLERC** et **Claire BOUKARY** pour les irradiations ioniques, **Muriel RIET** pour les réalisations technologiques, **Stéphane CABARET** et **Flavien DELGHEIER** pour leur assistance technique, **Jean-Luc PERROSSIER** pour son aide pour les mesures d'effet Hall, **Gilles**

---

**PATRIARCHE** pour les images TEM, **René LEFEVRE** pour les mesures sur les circuits actifs et les nombreuses discussions, **Louis GIRAUDET** pour les mesures sur le banc de mélange hétérodyne, **Stéphane DEMIGUEL** pour les mesures sur les photodiodes rapides, **Guy FISHMAN** pour les modèles développés, sa bonne humeur et sa culture scientifique, **Jean-François LAMPIN** et **Lionel DUVILLARET** pour de nombreuses discussions fructueuses sur le sujet et bien d'autres personnes encore...

Enfin, je souhaiterais remercier l'ensemble du département NAEL (ex-département CROQ) et plus particulièrement les personnes qui sont passées par le bureau 124 : **Nicolas CHIMOT** pour m'avoir supporté durant la fin de thèse et avoir partagé des moments cinématographiques cultes, **Clémentine SYMONDS** et **Dorothée GUETTA**.

Le dernier remerciement mais pas le moindre va bien-sûr à mon amie Sophie. Et là, les raisons sont si nombreuses qu'il faudrait un deuxième tome à ce manuscrit pour toutes les citer.

# Table des matières

<b>INTRODUCTION</b>	<b>11</b>
<b>1 ETUDE DES EFFETS DE L'IRRADIATION IONIQUE SUR LES PROPRIETES MATERIAU DE L'InGaAs</b>	<b>21</b>
1.1 Irradiation ionique d'une couche d'InGaAs . . . . .	24
1.2 Description des mesures optiques et électriques . . . . .	33
1.2.1 Mesures optiques . . . . .	33
1.2.2 Mesures électriques . . . . .	37
1.2.3 Spectres de photocourant . . . . .	41
1.3 Irradiation avec des ions $H^+$ . . . . .	43
1.3.1 Mesures de phototransmittance résolue en temps . . . . .	43
1.3.2 Mesures électriques de couches d'InGaAs irradiées par des protons .	52
1.3.3 Spectres de photocourant pour une couche d'InGaAs irradiée $H^+$ . .	62
1.4 Irradiation avec des ions $Au^+$ . . . . .	65
1.4.1 Mesures optiques de couches d'InGaAs irradiées par des ions $Au^+$ .	65
1.4.2 Mesures électriques de couches d'InGaAs irradiées par des ions $Au^+$	71
1.4.3 Spectres de photocourant pour couche irradiée $Au^+$ . . . . .	75



---

1.5	Utilisation d'une couche d'InGaAs irradiée par des ions comme couche active d'un photoconducteur rapide . . . . .	77
1.6	Conclusions . . . . .	81
<b>2</b>	<b>REALISATION D'UN PHOTOCONDUCTEUR ULTRA-RAPIDE A BASE D'UNE COUCHE D'InGaAs IRRADIEE</b>	<b>85</b>
2.1	DEFINITION DU PHOTOCONDUCTEUR . . . . .	87
2.1.1	Rappel sur le photoconducteur . . . . .	87
2.1.2	Structure du photoconducteur . . . . .	90
2.1.3	Irradiation ionique du photoconducteur . . . . .	92
2.2	CARACTERISTIQUES OPTIQUES ET ELECTRIQUES DU PHOTOCONDUCTEUR EN REGIME STATIQUE . . . . .	93
2.2.1	Propriétés des photoconducteurs non-illuminés . . . . .	93
2.2.2	Propriétés du photoconducteur sous éclairnement . . . . .	95
2.3	CARACTERISTIQUES OPTIQUES ET ELECTRIQUES DU PHOTOCONDUCTEUR EN REGIME DYNAMIQUE . . . . .	95
2.3.1	Mesures de la bande passante optique des photoconducteurs . . . . .	96
2.3.2	Réponses temporelles des photoconducteurs mesurées par oscilloscope rapide . . . . .	100
2.3.3	Réponses temporelles des photoconducteurs mesurées par échantillonnage électro-optique . . . . .	104
2.4	PERFORMANCES ET PERSPECTIVES DES PHOTOCONDUCTEURS IRRADIES . . . . .	108
<b>3</b>	<b>BANC D'ECHANTILLONNAGE ELECTRO-OPTIQUE</b>	<b>113</b>
3.1	LA SONDE ELECTRO-OPTIQUE . . . . .	116
3.1.1	Description du LiTaO <sub>3</sub> . . . . .	116

---

3.1.2	Découpe des lames de LiTaO <sub>3</sub> . . . . .	118
3.1.3	Réalisation de la sonde électro-optique miniature . . . . .	124
3.1.4	Report des cristaux taillés sur pointe micrométrique . . . . .	128
3.1.5	Configuration expérimentale finale . . . . .	133
3.2	ARRANGEMENT ELECTRO-OPTIQUE . . . . .	135
3.2.1	Différentes configurations de mesures électro-optiques . . . . .	136
3.2.2	Résolutions spatiale et temporelle du banc expérimental . . . . .	144
3.3	AMELIORATIONS ET PERSPECTIVES . . . . .	151
<b>4</b>	<b>MESURES PICOSECONDES PAR ECHANTILLONNAGE ELECTRO- OPTIQUE à 1,55 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>157</b>
4.1	Mesures de photoconducteurs et photodiodes . . . . .	158
4.1.1	Mesures picosecondes de photoconducteurs irradiés . . . . .	158
4.1.2	Mesures picosecondes de photodiodes rapides . . . . .	158
4.2	Mesures de lignes coplanaires sur InP . . . . .	160
4.3	Mesures d'un amplificateur distribué de bande passante 60 GHz . . . . .	163
4.4	Conclusions et perspectives . . . . .	167
	<b>CONCLUSION</b>	<b>171</b>
	<b>ANNEXE A</b>	<b>175</b>
	<b>ANNEXE B</b>	<b>181</b>

---

# INTRODUCTION

L'augmentation exponentielle que subissent les débits dans les domaines tels que les télécommunications optiques et la micro-électronique nécessite l'emploi de composants de plus en plus rapides. Actuellement, les moyens de mesures de composants électroniques et optoélectroniques sont limités dans le domaine fréquentiel aux alentours de 220 GHz avec les analyseurs de réseau et dans le domaine temporel à 60 GHz avec les oscilloscopes les plus rapides. Les débits actuels dans le domaine des télécommunications sont de 10 Gbit/s en monocanal concernant le ligne posées, le 40 Gbit/s est déjà validé en recherche et commence à être installé, et les perspective portent sur le 80 Gbit/s.

A partir des années 60, le développement des circuits intégrés fonctionnant à des fréquences élevées a nécessité le développement de nouvelles techniques de mesure de profil temporel. Les circuits nécessitaient des moyens d'investigation avec des résolutions spatiales et/ou temporelles inaccessibles aux méthodes existantes. Pour le test de circuits VLSI (Very Large Scale Integration), un système de mesure de tension par microscopie électronique a été développé par Iscoff en 1986 [1]. Cette technique consistait à exciter avec un faisceau d'électrons la surface des circuits et ainsi d'émettre des électrons secondaires qui sont collectés à l'aide d'un détecteur sélectif en énergie. Cette technique est surtout performante en termes de cartographie du champ électrique puisque la résolution spatiale de ce système est de l'ordre de 20 nm. La sensibilité et la résolution temporelle quand à elles sont respectivement de la dizaine de millivolts et d'environ 200 ps. Une autre technique dérivée de la première, proposée en 1987, fut de détecter encore les électrons secondaires mais cette fois non pas créés par un faisceau d'électrons mais par une impulsion laser picoseconde très énergétique [2]. Les caractéristiques sont quasiment les mêmes que pour la précédente sauf concernant la résolution temporelle qui est bien meilleure car elle a été réduite à 10 ps. Par la suite, la diminution des durées des impulsions laser et

leur forte puissance crête ont même permis d'atteindre des résolutions aussi fines que 7 ps [3]. L'utilisation conjointe de l'optique et de l'électronique pour la mesure de signaux électriques rapides est avantageux car elle permet de bénéficier de la grande bande passante de l'optique.

Une approche différente a été proposée par Heinrich *et al.* en 1986 [4] qui consiste à exciter le circuit électriquement mais d'utiliser dans ce cas des impulsions optiques pour la mesure. Plusieurs effets non-linéaires optiques ont été explorés. Parmi tous les effets non-linéaires existants, deux principaux effets ont été retenus : l'effet électro-optique [5, 6] et l'effet Frantz Keldish [7]. Ces effets optiques sont quasiment instantanés (quelques femtosecondes) et donc offre une résolution temporelle extrêmement importante. La technique la plus répandue pour mesurer des profils temporels de champ électrique grâce à ces effets, est d'échantillonner le champ électrique. Pour pouvoir échantillonner le signal électrique à mesurer il faut donc que la porte d'échantillonnage, l'impulsion optique, et le signal électrique soient synchronisés et que l'on puisse faire varier le délai entre les deux facilement. Le déclenchement le plus courant de ce type de mesure est assuré par un synthétiseur de fréquence synchronisé à la source optique. La gigue temporelle inhérente aux appareils électroniques picosecondes devient importante par rapport aux durées d'impulsions délivrées. Lorsque les impulsions électriques à mesurer sont de l'ordre de la picoseconde, la synchronisation avec l'impulsion optique n'est pas du tout triviale et la gigue temporelle entre le déclenchement et la mesure empêchent d'atteindre des résolutions temporelles picosecondes. Un moyen d'y remédier est donc de générer le signal électrique à partir de la même impulsion optique que celle utilisée pour la mesure du champ électrique.

Le déclenchement et la mesure sont dérivées de la même impulsion laser dans le but de minimiser la gigue temporelle. Ce point est crucial puisque c'est l'avantage principal de l'utilisation d'impulsions optiques dans cette mesure de signaux électriques rapides par rapport aux autres techniques plus conventionnelles où la gigue temporelle entre le déclenchement et la mesure est très difficile à réduire.

Afin de répondre au besoin de mesure de signaux électriques rapides qui se propagent dans les dispositifs télécoms, nous avons retenu l'échantillonnage électro-optique. Le choix des configurations est vaste pour réaliser un banc d'échantillonnage électro-optique. Nous allons détailler dans une première partie, les deux principales approches

avec leurs avantages et inconvénients respectifs. Dans un deuxième temps, je décrirai la partie déclenchement d'un banc électro-optique (EO). Enfin, je présenterai le contexte de cette étude ainsi que les enjeux visés par ce travail et le plan de ce mémoire.

L'échantillonnage électro-optique peut être effectué principalement de deux manières : par sondage interne [8] ou par sondage externe [9].

Le sondage interne présente l'avantage de ne pas nécessiter de sonde électro-optique proprement dite, c'est-à-dire que c'est le substrat lui-même, sur lequel se propage le champ électrique, qui sert de milieu électro-optique pour la mesure du champ électrique. Cela permet donc d'avoir un banc expérimental peu encombrant et de ne pas perturber la mesure car l'environnement électromagnétique n'est pas modifié.

La deuxième approche est l'échantillonnage électro-optique par sondage externe. Cela nécessite l'utilisation d'une sonde électro-optique qui présente de bons coefficients électro-optiques. Les matériaux les plus couramment utilisés pour réaliser des sondes électro-optiques sont le tantalate de lithium, la tellurite de zinc... Ces matériaux possèdent en effet des coefficients électro-optiques très élevés mais présentent aussi l'inconvénient d'avoir des permittivité statique importantes ce qui perturbe fortement l'environnement électromagnétique. Le choix de la sonde électro-optique se fait par un compromis entre sensibilité et perturbations apportées. De nouveaux matériaux tels que les polymères (DAST) qui associent de bons coefficients électro-optiques avec une faible permittivité statique sont développés actuellement [10]. Cependant ces matériaux dont l'élaboration est délicate n'ont pas encore été combinés à un banc d'échantillonnage électro-optique performant.

Le sondage externe impose de travailler en réflexion. Le cristal électro-optique est préférentiellement traité antireflet sur la face supérieure et un miroir est déposé sur la face inférieure afin de réfléchir le faisceau optique de mesure. Dans le cas de l'utilisation d'un polymère comme milieu électro-optique, la miniaturisation de la sonde n'est pas indispensable pour limiter les perturbations puisque celles-ci sont très faibles. Cependant, la sonde doit être de petites dimensions pour permettre une bonne résolution spatiale pour la cartographie de champ électrique.

Notre objectif est d'atteindre des résolutions temporelles picosecondes pour le test de circuits haut-débit. La résolution temporelle est principalement limitée par le temps

de parcours de l'impulsion optique dans le cristal. Le sondage interne a une résolution temporelle fixée par l'épaisseur du substrat, qui dans la majorité des circuits fait de l'ordre de  $300 \mu\text{m}$ . Pour cette raison, nous avons préféré le sondage externe. L'avantage du sondage externe est que l'on peut amincir le cristal pour réduire le temps de parcours du faisceau optique sans intervenir sur les circuits à tester. De plus, Le polissage en face arrière des substrats, nécessaire au sondage interne, nous semblait trop risquer pour les circuits. C'est pourquoi le choix s'est porté sur une technique par sondage externe. Nous avons opté pour une sonde en tantalate de lithium pour plusieurs raisons. D'une part, c'est un matériau qui possède d'excellents coefficients électro-optiques. D'autre part, la croissance du  $\text{LiTaO}_3$  est assez bien maîtrisée ce qui nous donne accès à des substrats avec différentes directions de croissance (x-cut, y-cut...).

L'expérience d'échantillonnage électro-optique se décompose en deux voies principales : la voie de mesure et la voie de déclenchement. La voie de mesure est constituée de la sonde électro-optique et d'une partie détection. La partie déclenchement dans une mesure d'échantillonnage électro-optique est cruciale car c'est bien souvent elle qui va limiter la bande passante de l'ensemble de mesure. De plus, dans notre cas, la longueur d'onde de travail se situe à  $1,55 \mu\text{m}$  ce qui complique la génération d'impulsion électrique picosecondes.

Pour le déclenchement, une impulsion électrique est envoyé sur le circuit à tester. Cette impulsion électrique doit être la plus courte possible mais doit aussi être synchronisée avec l'impulsion de mesure. La configuration qui permet d'obtenir des résolutions temporelles sub-picosecondes assure la synchronisation par le fait que l'impulsion optique de mesure et l'impulsion de déclenchement sont dérivés de la même impulsion optique. Cette approche requiert un composant qui convertit l'impulsion optique de déclenchement en impulsion électrique la plus courte possible qui va venir exciter le circuit à tester. L'utilisation de photocommutateurs en GaAs épitaxiés à basse température [11] a largement été utilisé dans les expériences utilisant un faisceau optique à  $800 \text{ nm}$ . Les problèmes sont que l'intégration de ces photoconducteurs sur des circuits n'est possible que sur substrat GaAs et qu'on ne peut pas tester de composants optoélectroniques à  $1,55 \mu\text{m}$ . Cette conversion optoélectronique est une vraie difficulté lorsque l'impulsion optique est à la longueur d'onde de  $1550 \text{ nm}$ .

Il existe plusieurs alternatives pour réaliser un convertisseur optique-électrique sensible

à 1,55  $\mu\text{m}$ . On peut soit utiliser une photodiode rapide type PIN [12] ou une photodiode rapide à un seul type de porteur type UTC (Uni Travel Carrier) [13] ou soit un photoconducteur avec un matériau photoconductif à temps de vie court [14]. Nous avons choisi de développer un photoconducteur utilisant un matériau dont les porteurs libres ont un temps de vie courts car un des objectifs de ce travail est l'intégration du composant sur la plaque des composants à tester pour réaliser un test "on chip" (sur puce). L'intégration du composant sur une plaque spécifique oblige celui-ci à être très simple technologiquement et adaptable aux technologies standards des circuits télécoms. Pour ces diverses raisons, le composant répondant le plus à ces spécifications est le photoconducteur.

Le photoconducteur est un des composants les plus simples, au moins en ce qui concerne les étapes technologiques. En effet, celui-ci se compose d'une couche active d'un matériau semiconducteur semi-isolant dans l'obscurité et qui devient conducteur lorsqu'il est éclairé. Un aspect clé pour obtenir un composant rapide, qui sera détaillé dans le chapitre 2, concerne l'évacuation des porteurs photocréés. Les porteurs photocréés doivent être évacués le plus rapidement possible. Ils sont évacués soit par collection, dans ce cas il faut une distance inter-électrodes faible, soit par piégeage/recombinaison, dans ce cas il faut diminuer le temps de vie des porteurs libres dans la couche. La première possibilité fonctionne bien mais nécessite une étape de lithographie électronique [15] or nous avons précisé auparavant que le composant ne devait pas ajouter d'étapes technologiques à la plaque à laquelle il était intégré. La deuxième technique qui consiste à réduire le temps de vie des porteurs libres dans la couche semiconductrice peut être effectuée par différentes techniques. La technique la plus répandue est la croissance à basse température [16]. Cela a pour conséquence de créer des défauts dans la couche qui jouent le rôle de pièges pour les porteurs libres. Cette technique a surtout été développée pour l'arséniure de gallium. Cependant, le GaAs n'est pas un matériau compatible avec la filière télécom basée sur substrat InP et de plus son utilisation à une longueur d'onde de 1550 nm est peu efficace [17]. L'InGaAs en accord de maille sur InP quant à lui est un matériau sensible à 1,55  $\mu\text{m}$  mais sa croissance à basse température pose des problèmes. Lorsque ce matériau est épitaxié à basse température la concentration de porteurs libres augmente drastiquement rendant son utilisation comme matériau semiconducteur limitée [18]. Pour remédier à ce problème il faut effectuer un recuit à haute température associé à un dopage au Béryllium [19]. L'ajout de ces étapes technologiques délicates rend cette technique vraiment plus complexe. De plus il a été démontré qu'il était très difficile d'obtenir des temps de vie



des porteurs libres inférieurs à la picoseconde car l'augmentation de la concentration de Béryllium était accompagnée d'une augmentation des processus Auger. Une alternative à la croissance à basse température est l'irradiation ionique de la couche active. Les ions, qui traversent la couche, déplacent des atomes du réseau cristallin sur leur chemin. Ces atomes déplacés deviennent des défauts structurels donnant lieu à des niveaux d'énergie dans la bande interdite du semiconducteur. Ces niveaux sont des centres de capture et/ou recombinaison pour les porteurs libres permettant ainsi de réduire leur temps de vie dans la couche.

Les orientations que nous avons prises pour le déclenchement et la mesure du banc d'échantillonnage ont donc porté sur l'utilisation d'un photoconducteur rapide obtenu par irradiation ionique d'une couche semiconductrice et respectivement sur l'utilisation d'un cristal de tantalate de lithium. Le développement d'un banc électro-optique à  $1,55 \mu\text{m}$  avec une résolution temporelle picoseconde répond à de nombreux enjeux.

Un banc d'échantillonnage basé sur un déclenchement et une mesure à partir d'une impulsion optique à  $1,55 \mu\text{m}$  offre en effet de nombreuses possibilités. Ce type de banc est d'une part complètement compatible avec le test de circuits télécoms à haut-débits qui sont pour la grande majorité développés sur substrat InP. De plus, l'utilisation d'un photoconducteur déclenché par un faisceau optique à  $1,55 \mu\text{m}$  permet d'utiliser des sources femtosecondes fibrées très intéressantes par leur faible coût et leur faible encombrement. Un tel banc est aussi très pratique pour tester des composants optoélectroniques tels que les photodétecteurs et autres composants rapides. Enfin, nous pouvons imaginer que le test des circuits rapides par échantillonnage électro-optique devienne un test systématique et du coup qu'un photoconducteur irradié soit intégré sur chaque plaque. Ce test permettrait alors une caractérisation des composants simple avec une résolution jusqu'alors inégalée.

Ce mémoire est articulé en 4 chapitres. Le premier chapitre porte sur l'étude des couches d'InGaAs irradiées par des ions. Deux types d'irradiation ont été étudiées. Une irradiation avec des ions légers, des protons, et une irradiation avec des ions lourds, des ions or. Des études sur les propriétés optiques et électriques des couches semiconductrices irradiées ont permis de déterminer la répartition différente des défauts entre les deux irradiations. L'irradiation  $\text{H}^+$  introduit des paires de défauts alors que l'irradiation  $\text{Au}^+$  crée des agglomérats de défauts. Quelque soit le type de défauts créés, il est possible de réduire le temps de vie des porteurs libres à des valeurs aussi courtes que 200 fs.

Le temps de vie des porteurs est facilement ajustable à travers la dose d'irradiation. Les deux types de défauts conduisent à des mécanismes de conduction différents tout en présentant des propriétés électriques satisfaisantes. Les agglomérats de défauts sont plus stables thermiquement que les paires de défauts.

Dans le second chapitre, nous avons étudié les caractéristiques de photoconducteurs basés sur une couche d'InGaAs irradié par des ions. Les photoconducteurs réalisés ont permis de générer des impulsions électriques de 2,2 ps avec une amplitude de 0,65 V pour une polarisation de 3 V. Ce résultat est très satisfaisant pour l'utilisation d'un tel photoconducteur comme moyen de déclenchement du banc de mesure par échantillonnage électro-optique.

Dans le chapitre 3, nous décrivons le cristal électro-optique utilisé comme milieu de détection dans le banc de mesure. Ensuite, les différentes étapes technologiques pour la réalisation d'une sonde électro-optique sont présentées. Les difficultés de découpe du cristal de tantalate de lithium sont discutées. Les choix du report du cristal sur une pointe micrométrique ainsi que le couplage à une fibre lentillée à grande focale sont retenus pour permettre la mesure en plusieurs endroits du circuit ainsi que le déplacement de la sonde avec précision. Les différentes configurations électro-optiques sont présentées et le choix de l'arrangement est traité en fonction de nos contraintes spécifiques. Le banc d'échantillonnage électro-optique final est détaillé. Nous présentons les mesures des résolutions spatiale et temporelle ainsi que de la sensibilité du banc de mesure. La compacité du banc expérimental ainsi que sa souplesse sont mises en avant et les moyens pour améliorer ses caractéristiques sont discutés.

Dans le dernier chapitre, les potentialités du banc d'échantillonnage sont démontrées à travers des mesures picosecondes de différents circuits. Les mesures ont permis de caractériser des lignes coplanaires sur substrat InP avec une résolution de l'ordre de la picoseconde et ont démontré les bonnes caractéristiques de ces guides pour des impulsions électriques picosecondes. Les réponses temporelles de composants optoélectroniques tels que des photoconducteurs et des photodiodes ont montré des temps inférieurs à 5 ps. Enfin, nous avons caractérisé un amplificateur distribué de bande passante 60 GHz.

# Bibliographie

- [1] R. Iscoff. "E-beam probing systems : Filling the submicron gap". *Semicond. Int.*, page p. 62, 1985.
- [2] P. May, J.-M. Halbout, and G. Ghiu. "*Laser pulsed E-beam system for high speed IC testing*". Picosecond Electronics and Optoelectronics, Springer-Verlag, New York, USA, 1987.
- [3] J. Bokor, A. M. Johnson, R. H. Storz, and W. M. Simpson. "High-speed circuits measurements using photoemission sampling". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **49** :p. 226, 1986.
- [4] H. K. Heinrich, D. M. Bloom, and B. R. Hemenway. "Noninvasive sheet charge density probe for integrated silicon devices". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **48** :p. 1066, 1986.
- [5] J. A. Valdmanis and G. Mourou. "Subpicosecond electrooptic sampling : Principles and applications". *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **22** :p. 69, 1986.
- [6] B. H. Kolner and D. M. Bloom. "Electrooptic sampling in GaAs integrated circuits". *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **22** :p. 79, 1986.
- [7] J. F. Lampin, L. Desplanque, and F. Mollot. "Detection of picosecond electrical pulses using the intrinsic Franz-Keldysh effect". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **78** :p. 2103, 2001.
- [8] K. J. Weingarten, M. J. W. Rodwell, and D. M. Bloom. "Picosecond optical sampling of GaAs integrated circuits". *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **24** :p. 198, 1988.
- [9] J. A. Valdmanis. "1-THz-bandwidth prober for high-speed devices and integrated circuits". *Electron. Lett.*, vol. **23** :p. 1308, 1987.
- [10] W. Geis, R. Sinta, W. Mowers, S. J. Deneault, M. F. Marchant, K. E. Krohn, S. J. Spector, D. R. Calawa, and T. M. Lyszczarz. "Fabrication of crystalline organic

- waveguides with an exceptionnaly large electro-optic coefficient". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **84** :p. 3729, 2004.
- [11] M. B. Ketchen, D. Grischkowsky, T. C. Chen, C.-C. Chi, I. N. Duling III, N. J. Halas, J.-M. Halbout, J. A. Kash, and G. P. Li. "Generation of subpicosecond electrical pulse on coplanar transmission lines". *Electron. Lett.*, vol. **48** :p. 751, 1986.
- [12] T. Chau, N. Kaneda, T. Jung, A. Rollinger, S. Mathai, Y. Qian, T. Itoh, M. C. Wu, W. P. Shillue, and J. M. Payne. "Generation of millimetre waves by photomixing at 1.55  $\mu\text{m}$  using InGaAs-InAlAs-InP velocity-matched distributed photodetectors". *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. **12** :p. 1055, 2000.
- [13] T. Ishibashi, T. Furuta, H. Fushimi, S. Kodama, H. Ito, T. Nagatsuma, N. Shimizu, and Y. Miyamoto. "InP/InGaAs uni-travelling-carrier photodiodes". *IEICE Trans. Electron.*, vol. **83** :p. 938, 2000.
- [14] T. Masahiko, L. Kwang-Su, and X.-C. Zhang. "Detection of terahertz radiation with low-temperature-grown GaAs-based photoconductive antenna using 1.55  $\mu\text{m}$  probe". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **77** :p. 1396, 2000.
- [15] S. Kollakowski, A. Strittmatter, E. Droge, E. H. Bottcher, D. Bimberg, O. Reimann, and K. Janiak. "65 GHz InGaAs/InAlGaAs/InP waveguide-integrated photodetectors for the 1.3-1.55  $\mu\text{m}$  wavelength regime". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **74** :p. 612, 1999.
- [16] M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, E. R. Weber, T. George, J. B. Kotright, F. W. Smith, B.-Y. Tsaur, and A. R. Calawa. "Structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **54** :p. 1881, 1989.
- [17] H. Erlig, S. Wang, T. Azfar, A. Udupa, H. R. Fetterman, and D. C. Streit. "LT-GaAs detector with 451 fs response at 1.55  $\mu\text{m}$  via two-photon absorption". *Electron. Lett.*, vol. **35** :p. 173, 1999.
- [18] H. Kunzel, J. Bottcher, R. Gibis, and G. Urmann. "Material properties of  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  grown on InP by low-temperature molecular beam epitaxy". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **61** :p. 1347, 1992.
- [19] D. Vignaud, J. F. Lampin, E. Lefebvre, M. Zaknoune, and F. Mollot. "Electron lifetime of heavily Be-doped  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  as a function of growth temperature and doping density". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **80** :p. 4151, 2002.



# Chapitre 1

## ETUDE DES EFFETS DE L'IRRADIATION IONIQUE SUR LES PROPRIETES MATERIAU DE L'InGaAs

La montée en fréquence permanente des circuits optoélectroniques nécessite le développement de composant semi-isolant et/ou à temps de vie court. L'isolation de la zone  $n^+$  d'apport de porteurs libres dans les lasers semi-conducteurs, la réalisation d'absorbants saturables, les photoconducteurs ultra-rapides sont des applications concrètes de matériaux à temps de vie court.

Pour obtenir des matériaux à temps de vie courts il faut introduire des centres de capture pour les porteurs libres. De nombreuses techniques permettent d'introduire des défauts dans des couches semi-conductrices qui jouent le rôle de pièges susceptibles de diminuer le temps de vie des porteurs libres dans le matériau.

Le procédé le plus répandu est de faire croître la couche semi-conductrice à basse température. En effet, pour tous les semiconducteurs, que ce soit des éléments purs, des alliages binaires, ternaires, des composés III-V ou IV-IV, la croissance à basse température introduit des défauts dans la couche semiconductrice ce qui tend à diminuer les temps de vie des porteurs libres dans cette couche. Cette technique a notamment fait ses preuves

pour l'arséniure de gallium. Durant la croissance, un excès d'Arsenic est introduit, modifiant ainsi la stoechiométrie du matériau. Ces atomes d'Arsenic agissent comme des défauts dans le semiconducteur. Cependant, une augmentation de la concentration de porteurs libres dans la couche est observée. Cette augmentation de la concentration des porteurs libres est très gênante pour de nombreuses applications. Un recuit permet aux atomes d'As de diffuser et ainsi de former des précipités d'As de type métallique. Les précipités d'Arsenic créent une zone de charge d'espace autour de chacun d'eux permettant ainsi de recouvrer la concentration de porteurs libres initiale et même d'atteindre des concentrations inférieures. Le recuit permet donc d'obtenir des couches avec des temps de vie de porteurs libres extrêmement courts (sub-picosecondes) et un comportement semi isolant. La croissance basse température du GaAs suivi d'un recuit possède donc des caractéristiques idéales pour les applications. De ce fait, c'est un matériau très utilisé comme couche semiconductrice pour les semiconducteurs rapides. Cependant ce matériau est efficace essentiellement pour une longueur d'onde de  $0,87 \mu\text{m}$ . Son utilisation aux longueurs d'onde télécoms est possible via le processus d'absorption à deux photons mais la faible efficacité de ce phénomène non linéaire réduit fortement l'intérêt d'utiliser ce matériau à  $1,55 \mu\text{m}$ .

Or, la compacité, la simplicité et le faible coût des sources optiques impulsives fibrées à  $1,55 \mu\text{m}$  rendent la génération d'impulsion électriques ultracourtes à partir de cette longueur d'onde optique très intéressante. De plus, la plupart des circuits à très haut débit sont originaires de la filière InP, constitués très souvent de couches d'InGaAs qui sont sensibles à  $1550 \text{ nm}$ . L'intérêt d'obtenir un matériau dit "rapide" aux longueurs d'onde télécoms a donc poussé de nombreuses équipes de recherche à étudier de nouveaux matériaux à temps de vie court. Dans un tel contexte, notre approche a été d'utiliser une couche d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  pour son gap direct aux longueurs d'onde autour de  $1,55 \mu\text{m}$  et pour le fait que ce soit un matériau en accord de maille sur InP. En effet, la majorité des circuits fonctionnant à haut débit sont épitaxiés à partir d'un substrat InP et comme nous allons le rappeler plus loin, le fait d'intégrer sur plaque une mesure directe du composant étudié représente une perspective ambitieuse mais très attractive. L'un des premiers matériaux à avoir été exploré a été l'InGaAs épitaxié à basse température, par analogie au LTG-GaAs (le GaAs épitaxié à basse température). Cependant, en ce qui concerne l'InGaAs, la croissance à basse température n'a pas permis d'obtenir les propriétés escomptées. En effet, la croissance épitaxiale de l'InGaAs à basse température permet bien

---

de réduire le temps de vie des porteurs libres mais dans ce cas la concentration de porteurs libres est fortement augmentée aussi. Contrairement au LTG-GaAs, un recuit ne permet pas de réduire cette concentration. Une étape supplémentaire est alors nécessaire. Il faut doper le matériau grâce à des ions de Béryllium afin de rétablir une concentration de porteurs libres acceptable. Pour autant le nombre et la difficulté des étapes technologiques impliquées dans la réalisation du LTG-InGaAs rendent ce matériau peu attractif.

Pour rendre le matériau rapide nous avons choisi d'irradier la couche semiconductrice avec des ions afin d'introduire dans celle-ci des défauts. Ces défauts, qui correspondent à des déplacements des atomes du réseau cristallin, agissent comme pièges pour les porteurs libres et donc permettent de réduire leur temps de vie.

Nous allons voir dans un premier temps, les conséquences de l'irradiation d'une couche d'InGaAs par les deux types d'ions sur le temps de vie des porteurs libres, la concentration des porteurs libres et leur mobilité. Puis, nous verrons l'effet du recuit sur les défauts introduits par l'irradiation ionique. Ensuite, nous discuterons des niveaux d'énergie associés aux défauts introduits grâce à des mesures de spectrométrie de photocourant. Enfin, nous conclurons en dégagant les informations cruciales qui ressortent de ces mesures et les renseignements apportés sur l'irradiation  $H^+$  et  $Au^+$ .



## 1.1 Irradiation ionique d'une couche d'InGaAs

Comme nous l'avons souligné précédemment, deux types d'ions ont été utilisés pour irradier les couches d'InGaAs. Nous allons donc dans un premier temps détailler la technique d'irradiation ionique ainsi que les simulations préliminaires qui montrent la distribution spatiale des défauts spécifiques à chaque type d'ions. Dans une deuxième partie, nous détaillerons les mesures optiques et électriques obtenues sur les couches irradiées. Puis, nous verrons l'effet d'un recuit sur les propriétés optiques et électriques ainsi que les modèles analytiques développés. Après, nous étudierons les niveaux d'énergie associés aux défauts introduits par l'irradiation par mesures de photocourant. Enfin, nous dégagerons les conclusions et perspectives concernant les couches d'InGaAs irradié par des ions.

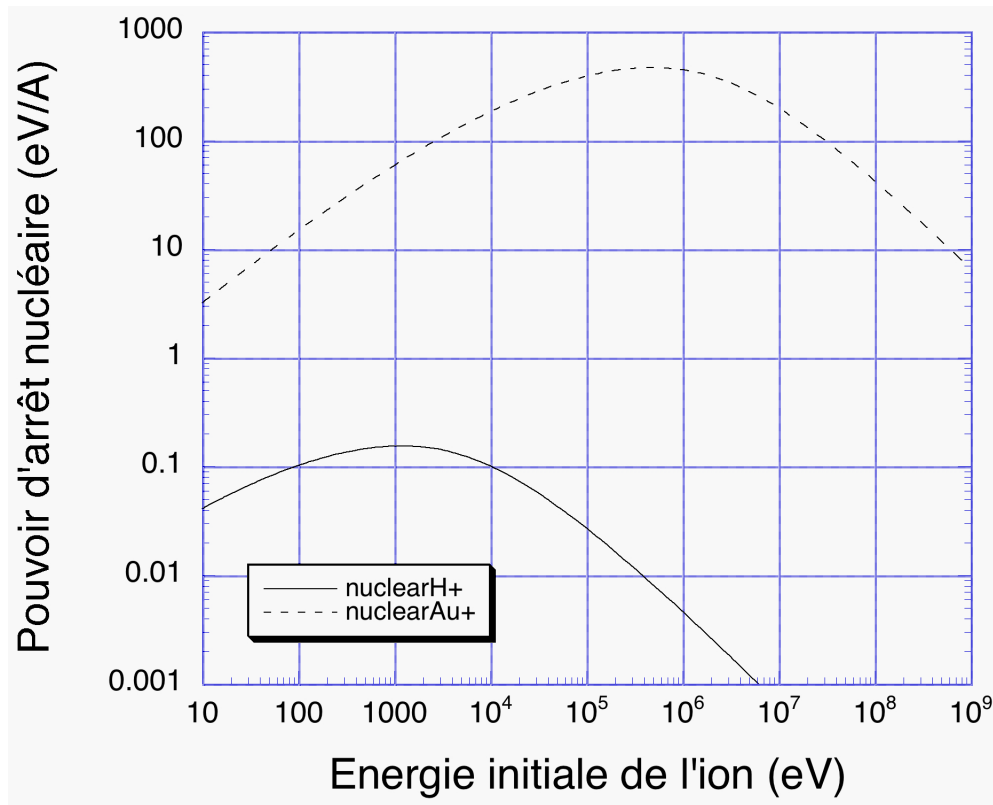
Pour introduire des défauts dans un matériau, différentes approches peuvent être adoptées. Nous avons choisi l'irradiation ionique principalement car cette technique a l'avantage de pouvoir s'appliquer à n'importe quel matériau[1], et également car elle peut être réalisée aux cours des dernières étapes de fabrication d'un composant. La technique d'irradiation consiste à bombarder le matériau par des ions : un ion pénétrant dans le matériau va entrer en collision avec les atomes de la cible et par ces chocs, l'ion peut déplacer des atomes cibles de leur site initial et créer ainsi sur son parcours de nombreux défauts. En effet, les ruptures de périodicité induites dans la structure cristalline par les déplacements des atomes cibles peuvent être assimilés à des défauts. Même si seule une étude statistique est possible, les processus de base de l'interaction ion-matière sont très connus. Sans entrer trop dans les détails que l'on peut trouver dans les travaux de Ziegler et *al.*[2], nous présenterons plusieurs points indispensables à la compréhension de la technique d'irradiation.

Tout d'abord, deux types d'interaction ion-matière sont à l'oeuvre et sont responsables du ralentissement de l'ion : les collisions nucléaires et l'ionisation ou l'excitation électronique. Au cours de sa traversée dans la cible, l'ion est ralenti par des impacts nucléaires (processus élastiques) et par l'interaction coulombienne avec les électrons des couches externes des atomes qui la constituent (processus inélastiques). Les autres mécanismes tels que les réactions nucléaires ou la génération de photons n'ont pas lieu dans notre cas. Les trois paramètres essentiels qui interviennent dans ces deux mécanismes et qui caractérisent donc les conditions d'irradiation sont la masse de l'ion incident, son

énergie initiale et la structure cristalline du matériau cible ainsi que l'angle d'incidence du faisceau d'ions afin d'éliminer une possible canalisation.

Plus précisément, lors des collisions nucléaires, l'ion incident transmet des quantités de mouvement importantes aux atomes du réseau. Si l'énergie transmise est supérieure à une énergie seuil  $E_s$  déterminée par la nature de la maille cristalline, l'atome-cible quitte son site cristallin normal, laissant un site vacant ou lacune. A son tour, l'atome primaire déplacé entre en collision avec d'autres atomes cibles et peut provoquer ainsi une cascade de déplacements atomiques secondaires, et ceci jusqu'à ce que l'énergie de chacun des atomes soit inférieure à l'énergie seuil  $E_s$ ; on parle alors de collisions secondaires. Ces déplacements élémentaires des atomes dans la cible créent des lacunes, des interstitiels et des antisites qui sont autant de défauts. La quantité d'énergie cédée par l'ion incident aux atomes du réseau leur permet donc de migrer dans le réseau et peut être évaluée par le pouvoir d'arrêt nucléaire qui représente la fraction d'énergie transmise par chocs nucléaires élastiques le long d'un parcours unité dans la cible. L'expression analytique du pouvoir d'arrêt nucléaire, ne peut pas être obtenue de manière directe. Il est nécessaire de faire des approximations en se plaçant dans des régimes de vitesses distincts pour obtenir des formes analytiques simples du pouvoir d'arrêt nucléaire. En effet, dans le cas des ions à haute énergie, l'interaction coulombienne se produit directement entre les noyaux sans aucun effet des cortèges électroniques[3], alors que pour les énergies basses et intermédiaires, un effet d'écrantage important intervient[4, 5]. Nous avons représenté graphiquement en figure 1.1, l'évolution du pouvoir d'arrêt nucléaire en fonction de l'énergie, calculé en utilisant les multiples formes analytiques proposées. Les données utilisées sont issues d'un programme *TRIM* (Transport of Ion in Matter) développé par des chercheurs Biersack et al[6] qui permet par simulation cumulative d'évènements individuels, d'évaluer les résultats statistiques de l'interaction ion-solide. L'énergie seuil  $E_s$  utilisée pour ce calcul est égale à 9.8 eV[7]. Cette évolution du pouvoir d'arrêt nucléaire a été calculée pour deux types d'ions  $H^+$  et  $Au^+$  dont les masses atomiques sont égales à 1 et 79 respectivement, la cible considérée étant un matériau massif en InGaAs. L'objectif est de montrer l'effet de l'énergie et de la masse de l'ion incident sur la valeur du pouvoir d'arrêt nucléaire.

Les deux courbes présentent la même allure; elles sont croissantes dans le domaine des basses énergies, et atteignent des valeurs maximales dans le domaine des énergies intermédiaires. Ces valeurs augmentent avec la masse de l'ion incident et il en est de même



**Fig. 1.1 :** Evolution du pouvoir d'arrêt nucléaire de deux types d'ions  $H^+$ ,  $Au^+$  de masse atomique égale à 1, 79. La cible considérée est un matériau massif en InGaAs. Les données sont issues de la simulation TRIM.

de l'énergie du maximum ; ensuite les courbes décroissent dans le domaine des grandes énergies. Cette figure montre donc qu'il existe un pouvoir d'arrêt optimal suivant l'énergie et la masse de l'ion : l'influence de l'énergie et de la masse de l'ion sur son efficacité à créer des déplacements élémentaires apparaît donc clairement. On peut toutefois remarquer l'importance prépondérante de la masse de l'ion. Elle définit la valeur maximale du pouvoir d'arrêt nucléaire que l'on peut atteindre. De plus, sur une plage d'énergie importante centrée autour de ce maximum, le pouvoir d'arrêt évolue peu alors que les écarts entre les pouvoirs d'arrêt des ions de différente masse sont très importants.

Cette discussion succincte ne met pas en avant l'influence des atomes constituant la cible. Le pouvoir d'arrêt sur toute la gamme d'énergie est d'autant plus important que la masse des atomes cibles est faible.

Pour ce qui est du ralentissement induit par l'excitation électronique ou l'ionisation, il correspond au processus élémentaire de collision coulombienne inélastique entre le noyau

de l'ion incident et un électron du cortège électronique des atomes de la cible. Lors de cette interaction, les électrons ayant reçu de l'énergie peuvent soit quitter l'atome, provoquant son ionisation, soit transiter vers des états excités d'énergie supérieure. Des travaux[8] ont montré que, contrairement aux matériaux isolants et aux métaux<sup>1</sup>, les collisions électroniques n'induisent pas de déplacement atomique observable dans les semiconducteurs, matériaux utilisés dans notre étude. En effet, l'excitation électronique semble induire un simple réchauffement sans création de défauts dans les semiconducteurs, mais ce réchauffement peut en revanche recuire quelques défauts créés par les collisions nucléaires.

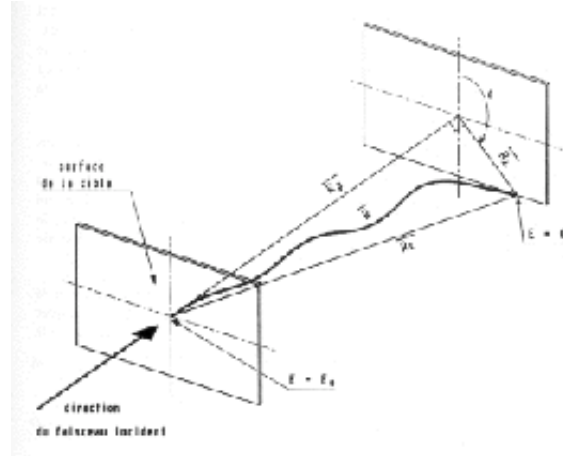
Pour introduire des défauts par l'irradiation dans un semiconducteur, le seul processus à considérer au premier ordre est donc l'interaction nucléaire. Par contre, les deux processus contribuent au ralentissement de l'ion dans la matière. Les pertes d'énergie par les processus électronique et nucléaire peuvent en première approximation être considérés comme décorrélés. L'importance relative du freinage entre les deux mécanismes dépend de l'énergie : pour les ions de hautes énergie, la dissipation électronique est le mécanisme principal de ralentissement de l'ion dans le matériau, les chocs nucléaires deviennent dominants aux plus faibles énergies. Il faut mentionner que dans le cas d'une cible complexe (InGaAs par exemple) le pouvoir d'arrêt de la cible est égal à la somme des pouvoirs d'arrêt de ses composants pondérés par leur fraction massique.

Nous nous intéressons dans le cadre de ce travail à l'irradiation et non l'implantation des matériaux. Dans ce cas, l'ion utilisé pour bombarder le matériau traverse complètement le matériau : il n'est pas arrêté dans la matière. Ceci implique que l'énergie initiale de l'ion incident est suffisamment importante pour que l'ion ne s'arrête pas dans la structure. On définit alors le parcours de l'ion dans la matière comme la profondeur totale que l'ion peut parcourir avant de perdre toute son énergie. Mais, en général, on n'a pas accès à la valeur réelle de ce parcours, car l'ion incident subit plusieurs changements de direction avant de s'immobiliser dans la cible. C'est pourquoi on définit la projection

---

<sup>1</sup>Dans le cas des isolants, les électrons éjectés par l'ion incident laissent une zone chargée positivement ; le retour des électrons est plus long que le temps caractéristique d'une vibration atomique ( $10^{-13}$ s) ce qui provoque une succession de déplacements d'ions par répulsion coulombienne et favorise la formation d'une forte concentration de lacunes[9]. Dans le cas des métaux, le passage de l'ion rapide peut provoquer un échauffement local suffisant pour conduire à la fusion du métal dans un rayon d'environ 10 nm autour de la trajectoire de l'ion[10]. Le retour à l'équilibre du métal peut se manifester soit par une forte concentration de défauts si le matériau est initialement cristallin ; en revanche s'il est amorphe on aura le phénomène inverse c'est à dire l'obtention d'une phase cristalline ou d'une phase amorphe fortement concentrée en défauts.

de ce parcours  $R_p$  sur la direction du faisceau incident ainsi que l'écart moyen  $R_\perp$  de ce parcours dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau incident. Ces deux grandeurs sont illustrées sur le schéma 1.2.

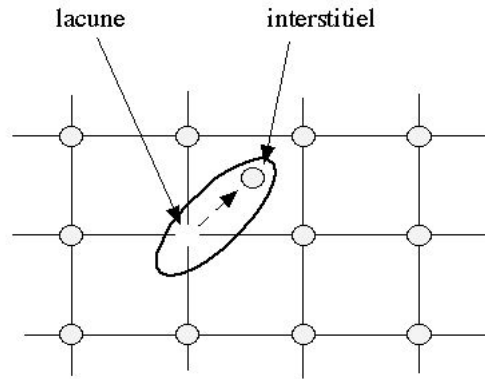


**Fig. 1.2 :** Parcours d'une particule dans une cible amorphe.  $R_p$  est la projection de ce parcours sur la direction de l'ion incident, et  $R_\perp$  est l'écart moyen de ce parcours dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau incident.

La simulation *TRIM* donne une estimation numérique de ces deux grandeurs suivant les conditions d'irradiation. Pour s'assurer que l'ion ne soit pas stoppé dans la matière, dans les expériences d'irradiation que nous avons réalisées, nous avons choisi une énergie initiale suffisamment importante pour que le parcours projeté  $R_p$  soit grand devant l'épaisseur de l'échantillon afin d'éviter l'implantation des ions incidents. L'énergie initiale étant imposée par la valeur du parcours projeté  $R_p$ , et sachant qu'une faible variation de l'énergie initiale affecte peu le pouvoir d'arrêt nucléaire, notre étude comparative concernera donc plus particulièrement l'influence de la masse des ions sur les défauts créés et non pas leur énergie.

Ces discussions nous amènent alors à traiter les déplacements atomiques eux-mêmes, qui sont responsables de la création des défauts dans la cible. En effet, un atome déplacé va se placer en position interstitielle en laissant à sa place normale un site vacant, appelé lacune. On a donc un couple lacune-interstitiel appelé *paire de Frenkel*, qui correspond au défaut le plus simple induit par le bombardement. Il s'agit d'un défaut ponctuel et la figure 1.3 schématise cette situation.

Dans le cas où le premier atome déplacé possède une énergie importante, il peut en-



**Fig. 1.3** : Schéma d'un couple lacune-interstitiel en remplacement de l'atome en position substitutionnelle. Ce couple est appelé paire de Frenkel.

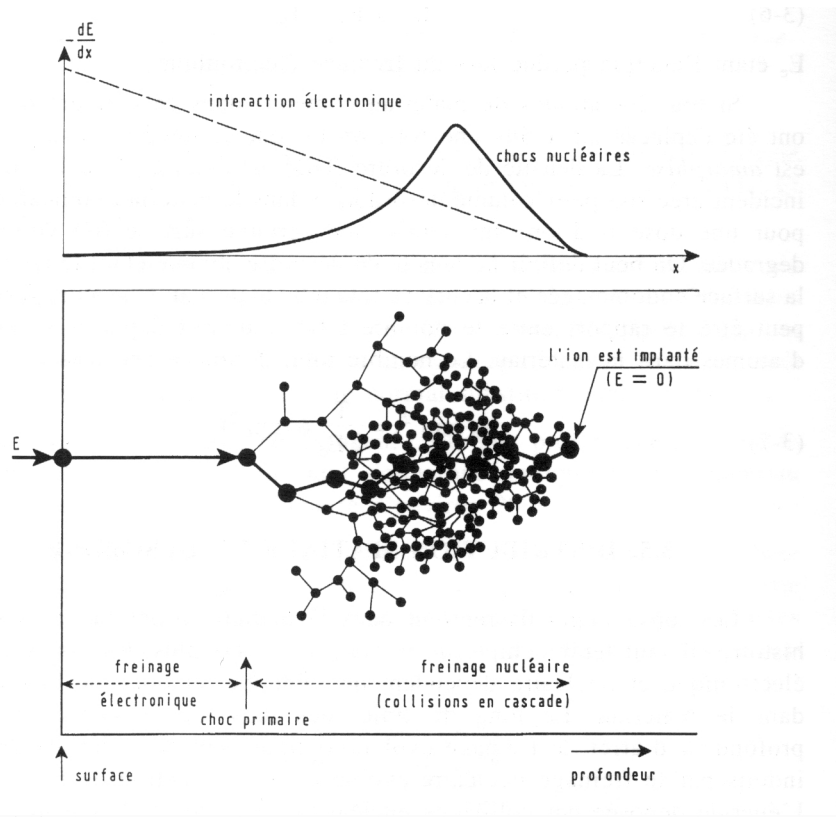
suite déplacer d'autres atomes de la matrice. On a alors des cascades de déplacements secondaires qui provoquent des zones fortement perturbées constituées de lacunes et d'interstitiels. Toutes ces paires de Frenkel sont confinées dans un petit espace très localisé, on parlera alors de condensation de défauts ponctuels. En utilisant le modèle simple proposé par Kinchin et Pease[11], on peut estimer la concentration totale d'atomes déplacés par ion incident et par unité de longueur de parcours de l'ion dans une cible monoatomique, qui est directement reliée au pouvoir d'arrêt nucléaire, par la relation :

$$N_{dpa} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_n}{2E_s} \phi \quad (1.1)$$

où  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_n$  est le pouvoir d'arrêt nucléaire,  $\phi$  est la dose (densité surfacique) d'irradiation et  $E_s$  l'énergie seuil. Cette égalité indique simplement que la concentration totale de déplacements d'atomes est égale à la quantité d'énergie totale perdue par l'ion due aux chocs nucléaires divisée par celle nécessaire pour déplacer un atome. Le facteur 2 provient des collisions secondaires où les atomes déplacés peuvent en déplacer d'autres en leur transférant une énergie diminuée d'un facteur 2 par rapport à l'énergie fournie pendant le choc, et ce car les atomes ont des masses identiques. La concentration de déplacements élémentaires dépend donc de trois paramètres via le pouvoir d'arrêt nucléaire : l'énergie incidente, la masse de l'ion incident, et la masse des atomes constituant la cible. Ces paramètres définissent donc essentiellement les conditions d'irradiation.

Lors de la traversée des ions dans la matière, le freinage évolue continûment et la densité de déplacements élémentaires induits uniquement par le freinage nucléaire évolue donc en

fonction de la profondeur.

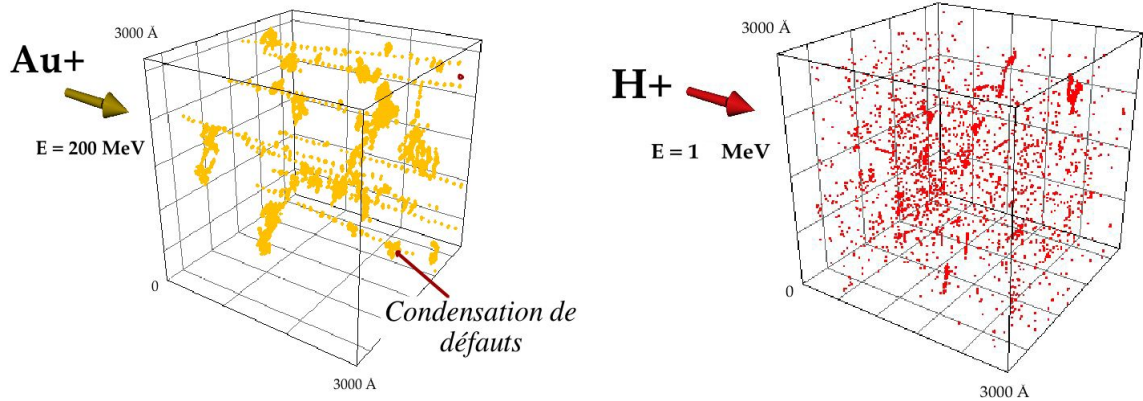


**Fig. 1.4** : Correspondance entre les pertes d'énergie nucléaire et électronique dans le matériau, le parcours réel de la particule incidente et les déplacements d'atomes.

La figure 1.4 montre la correspondance entre les courbes de freinage en fonction de l'énergie et le profil de défauts en fonction de la profondeur. On observe que la distribution d'atomes déplacés est uniforme lorsque l'énergie de l'ion est importante, et suit une distribution inhomogène lorsque l'ion est fortement ralenti. En effet, lorsque l'énergie de l'ion incident devient faible, les chocs nucléaires sont prépondérants et la concentration de déplacements induits est très élevée. Pour s'affranchir des ions utilisés pour le bombardement, une forte énergie initiale de l'ion est imposée et, en conséquence, dans le cadre de notre étude, la distribution de défauts créés dans les matériaux semiconducteurs irradiés sera uniforme sur les premiers microns de profondeur.

On peut donc s'attendre à des distributions spatiales de défauts élémentaires différentes suivant la masse de l'ion utilisé pour l'irradiation conduisant à des natures de défauts

différentes en terme de propriétés optiques et électroniques. Avant de caractériser expérimentalement les modifications structurales apportées par l'irradiation, nous allons préciser les conditions dans lesquelles les échantillons ont été irradiés et décrire les prédictions théoriques réalisées à l'aide de la simulation *TRIM* sur l'endommagement de ces matériaux.



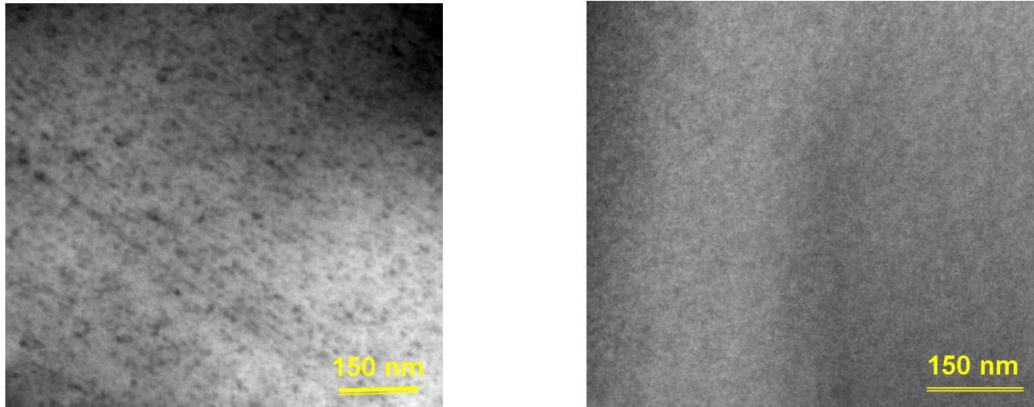
**Fig. 1.5 :** Simulation de la répartition des défauts pour l'irradiation  $Au^+$  et  $H^+$  par le logiciel *TRIM*.

Les deux types d'irradiation sont réalisés grâce à deux accélérateurs distincts. Pour les protons, l'irradiation se fait à l'accélérateur Aramis au Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse d'Orsay avec la collaboration de Harry Bernas et de Catherine Clerc. L'irradiation avec les ions or quant à elle est réalisée à l'accélérateur Tandem à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay avec l'assistance de Daniel Gardes et Jean-Marie Cureaudeau. Les énergies des ions sont choisies pour éviter l'implantation des ions dans la couche que l'on souhaite irradier. Nous prenons respectivement pour les ions  $H^+$  et les ions  $Au^+$  des énergies de 1 MeV et 200 MeV. Nous pouvons voir sur la figure 1.5 les simulations effectuées sur TRIM concernant la répartition des déplacements élémentaires induits par les deux types d'irradiation. La gamme de projection, distance moyenne de pénétration des ions dans la matière, est estimée à la dizaine de microns pour les deux types d'ions.

La différence entre les deux types d'irradiation est clairement visible. Dans le cas de l'irradiation avec les protons, ce sont essentiellement des déplacements primaires isolés les uns des autres qui sont introduits. Pour l'irradiation avec les ions or, l'énergie et la masse des ions sont telles que des collisions secondaires sont engendrées ce qui donnent naissance à des agglomérats de défauts.



Dans le but de s'assurer de la validité des prédictions théoriques à l'aide du logiciel TRIM, des micrographies sous microscope électronique à transmission (TEM) en champ sombre 002 ont été réalisées en collaboration avec Gilles Patriarche au laboratoire photonique et nanostructure. Des échantillons irradiés à une dose de protons de  $10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup> et à une dose d'ions or de  $10^{11}$  ions/cm<sup>2</sup> ont été observés et leur micrographie sont représentées sur la figure 1.6.



**Fig. 1.6** : Images TEM dark field 002 des couches d'InGaAs irradiées  $Au^+$  et  $H^+$ .

Dans le cas de l'irradiation avec les ions or, nous pouvons apercevoir des taches sombres reflétant la présence de champs de contraintes. Ces champs de contraintes indiquent une différence locale de stoechiométrie. Ce sont soit des agglomérats d'atomes ou alors des agglomérats de lacunes. La taille de ces agglomérats est en moyenne d'environ 6 nanomètres et leur densité est estimée à  $6,1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . On peut aussi distinguer les traces laissées par le passage des ions dans la matière. Par contre, dans le cas de l'irradiation aux protons, aucun agglomérat n'est visible. A première vue, la couche d'InGaAs semble intacte. Ces images confirment donc bien les simulations réalisées à l'aide de TRIM et démontrent la différence de répartition spatiale des défauts entre les deux types d'irradiation.

Afin de caractériser l'impact de l'irradiation sur les propriétés optiques et électriques du matériau, nous avons effectué deux types de mesure : des mesures optiques à l'aide d'un banc de phototransmittance résolue en temps et des mesures électriques d'effet Hall et de Van Der Pauw. Des mesures de photocourant ont été effectuées dans le but de déterminer les niveaux d'énergies des défauts dans la bande interdite.

## 1.2 Description des mesures optiques et électriques

### 1.2.1 Mesures optiques

Comme déjà dit, l'intérêt premier des matériaux présentant une grande concentration de défauts est d'avoir un temps de vie des porteurs libres très court, pouvant descendre jusqu'à quelques centaines de femtosecondes. Le temps de vie des porteurs libres dans une couche semiconductrice dépend de plusieurs temps caractéristiques du matériau étudié. En effet, le temps de vie des porteurs libres peut être défini par l'équation :

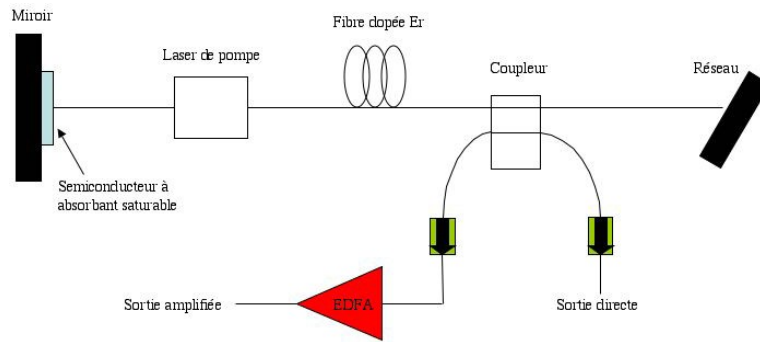
$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{non-rad}} \quad (1.2)$$

où  $\tau$  est le temps de vie des porteurs libres,  $\tau_{rad}$  le temps de recombinaison radiative et  $\tau_{non-rad}$  le temps de recombinaison non-radiative. Pour les semiconducteurs, le temps de recombinaison radiative représente le temps moyen que met un électron en bande de conduction pour se recombiner avec un trou de la bande de valence. La recombinaison radiatives de paires électrons trous donnent lieu à la création de photons. En revanche, le temps de recombinaison non-radiative représente le temps que met un porteur à être capturé ou à se recombiner à partir de ce niveau de défauts. Grâce à l'irradiation, les défauts introduits permettent d'augmenter la concentration de centres de capture permettant ainsi de diminuer le temps de recombinaison non-radiatif et du même coup le temps de vie des porteurs. Nous avons dans un premier temps réalisé un montage expérimental pour déterminer le temps de vie des porteurs. La mesure revient en fait à une mesure de phototransmittance résolue en temps. Ces mesures permettent de décrire l'évolution de la concentration de porteurs libres en fonction du temps écoulé après leur photo-crétion. Nous avons ainsi étudié l'évolution du temps de capture des électrons en fonction de la dose d'irradiation et du type d'ions utilisés, soit les protons soit les ions or dans notre cas . Pour cette étude, nous avons réalisé des membranes suspendues d'InGaAs comme décrit dans le paragraphe "réalisation des membranes suspendues" juste après. Nous disposons donc de couche d'InGaAs suspendues de  $3 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Nous avons réalisé une irradiation ionique de ces membranes à Tandem en ce qui concerne l'irradiation avec les ions or et à Aramis pour l'irradiation avec les protons. Ces irradiations ioniques ont été effectuées avec une énergie de 200 MeV et 1 MeV pour les ions  $\text{Au}^+$  et  $\text{H}^+$  respectivement. La profondeur de pénétration des ions est de  $12 \mu\text{m}$  pour les protons et de  $10 \mu\text{m}$  pour les ions or. Plusieurs doses différentes pour chaque type d'irradiation ont été réalisées sur

nos échantillons : de  $10^{13}$  à  $10^{15}$  ions/cm<sup>2</sup> pour les ions H<sup>+</sup> et de  $10^{10}$  à  $10^{12}$  ions/cm<sup>2</sup> pour les ions Au<sup>+</sup>.

### Dispositif expérimental

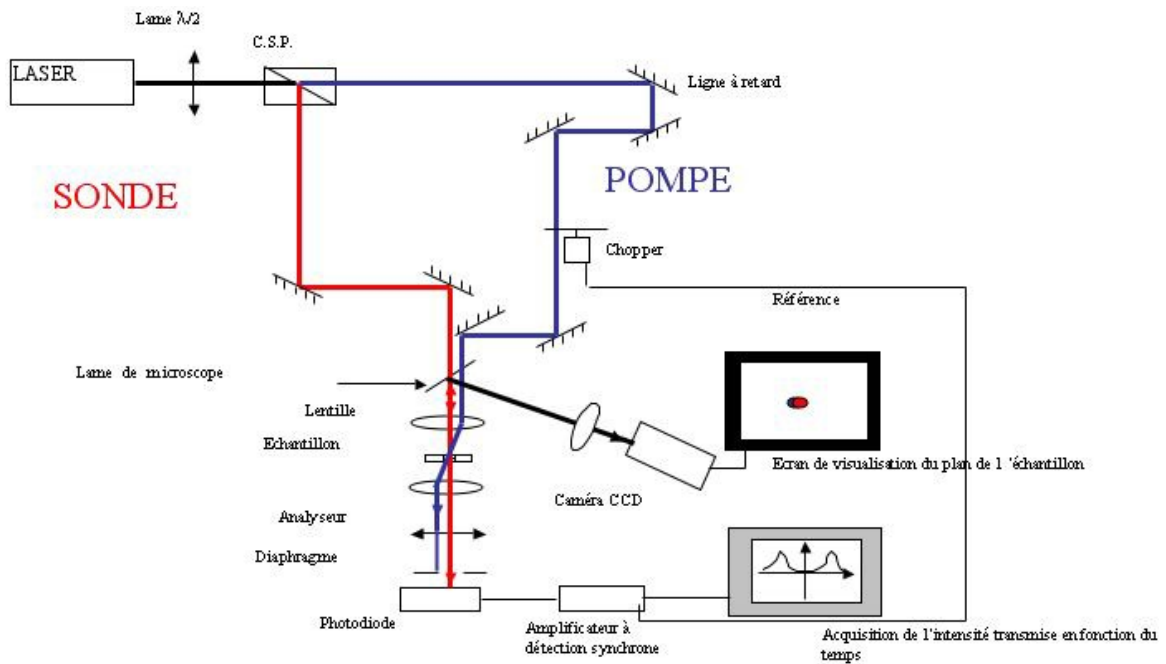
Les mesures ont été réalisées à l'aide d'un laser à fibre dopée Erbium à blocage de mode passif (dont le schéma de principe est représenté sur la figure 1.7) qui délivre des impulsions de durée 200 fs à  $1.55 \mu\text{m}$  et à un taux de répétition de 14.36 MHz. La source LASER est accordable mais la sortie amplifiée ne délivre pas des impulsions en limite de Fourier. Elles sont en fait un peu plus large spectralement, typiquement de 15 nm au lieu des 7 nm calculés pour des impulsions en limite de Fourier. Cet élargissement spectral rend l'accordabilité de 1530 nm à 1560 nm moins intéressante.



**Fig. 1.7** : Schéma du laser à fibre dopée Erbium à blocage de mode passif.

Les mesures de temps de vie des porteurs libres des couches irradiées sont réalisées à l'aide d'un banc de type pompe-sonde dégénéré (voir figure 1.8).

Il s'agit de mesurer la transmission différentielle en fonction du retard entre deux impulsions. La première (la pompe) permet de photocréer des porteurs libres dans le matériau et la seconde (la sonde) donne accès à la variation de transmission due à un effet non-linéaire d'ordre 3. Donc, en faisant varier le délai entre les deux faisceaux, on obtient la variation de la transmission en fonction du temps. La source laser à impulsion doit avoir une largeur d'impulsion suffisamment faible pour donner accès à la durée de vie théorique des échantillons étudiés. La photodiode quant à elle devra être une photodiode assez lente pour effectuer l'intégration du signal détecté. La mesure de la saturation de l'absorption par une expérience de type pompe-sonde peut s'expliquer simplement. Si



**Fig. 1.8 :** Schéma du banc expérimental de mesure de la durée de vie des porteurs libres.

l'on considère que le milieu, dont l'absorption est saturé par une impulsion optique  $I_p(t)$ , se relaxe selon une loi  $h(t)$ , la réponse du système est proportionnelle à  $I_p(t)h(t)$  dans le domaine temporel. La variation de l'absorption  $\Delta\alpha(t)$  peut alors s'écrire sous la forme[12] :

$$\Delta\alpha(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} h(t-t')I_p(t')dt' \quad (1.3)$$

L'impulsion de sonde de plus faible intensité  $I_s(t-\tau)$  possède un retard variable  $\tau$  sur l'impulsion de pompe  $I_p(t)$  et mesure le changement de transmission de l'échantillon induit par la pompe. Le détecteur mesure alors uniquement la transmission du faisceau sonde qui est comparée à la transmission de la sonde sans perturbation de l'échantillon. Le changement de transmission  $I_{Trans}$  de la sonde pour un retard  $\tau$  est donc de la forme :

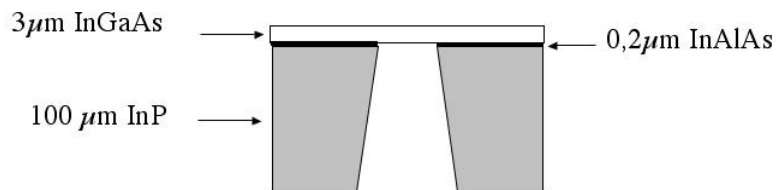
$$I_{Trans}(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta\alpha(t)I_s(t-\tau)dt \quad (1.4)$$

La mesure est réalisée en fixant le délai zéro entre la pompe et la sonde. Ensuite, en faisant varier la longueur de la ligne à retard, nous pouvons tracer la courbe de la puissance transmise en fonction du délai entre la pompe et la sonde. Les courbes présentent une

décroissance exponentielle, la pente de l'exponentielle nous donne accès à la durée de vie des porteurs.

### Réalisation des membranes suspendues

Les échantillons utilisés pour les mesures de temps de vie des porteurs libres sont des couches de  $3\ \mu\text{m}$  d'InGaAs épitaxié sur une couche d'arrêt d'InAlAs sur substrat d'InP de  $300\ \mu\text{m}$ . Malgré les très grandes énergies utilisées pour l'irradiation,  $200\ \text{MeV}$  pour les ions  $\text{Au}^+$  et  $1\ \text{MeV}$  pour les protons, les ions sont toujours présents dans le substrat ce qui justifie le fait de retirer celui-ci pour les mesures de transmission différentielle. En effet, selon les simulations réalisées par TRIM, les ions  $\text{Au}^+$  ont une longueur de pénétration de  $12\ \mu\text{m}$  environ et les protons environ  $10\ \mu\text{m}$ . La couche d'InGaAs faisant  $3\ \mu\text{m}$  d'épaisseur, la couche d'arrêt  $200\ \text{nm}$  et le substrat  $300\ \mu\text{m}$ , les simulations nous assurent que quasiment tous les ions traversent la couche d'InGaAs pour s'arrêter dans le substrat. Dans le but de ne mesurer que la contribution des défauts présents dans la couche d'InGaAs, il est nécessaire de retirer le substrat et la couche d'arrêt en InAlAs. Cela permet d'une part de ne pas mesurer les défauts présents dans les couches d'InP et d'InAlAs et d'autre part de ne pas avoir la contribution des ions utilisés pour l'irradiation.



**Fig. 1.9 :** Schéma d'une membrane suspendue réalisée par photolithographie SU-8 pour les mesures de temps de capture.

Obtenir des membranes suspendues est un procédé de plus en plus répandu mais reste une étape délicate surtout avec un substrat InP. Il est presque inenvisageable de graver entièrement le substrat avec les moyens technologiques actuels. Il faut donc en premier lieu amincir le substrat jusqu'à une épaisseur d'environ  $100\ \mu\text{m}$ . La technique habituelle afin d'obtenir une rugosité satisfaisante est de réaliser un polissage mécano-chimique à base de bromure. Malheureusement, le laboratoire ne possédant pas ce type de polissage, nous avons dû nous contenter d'un polissage mécanique jusqu'à une finesse de grain de  $0,3\ \mu\text{m}$ . Malgré cette finesse de grain, la rugosité était encore trop importante et n'a pu

permettre de graver les 100 microns d'InP restant avec une résine lithographique standard type S1818 ou même un masque métallique de titane. En effet, la solution de gravure est très concentrée, HCl :H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> (1 :1), et la réaction de gravure avec l'InP provoque un dégagement gazeux de Phosphore. Donc, si la couche de protection à la gravure n'a pas une adhérence suffisante au substrat, celle-ci se retire au cours de la gravure. Nous avons donc été obligé de développer une étape de lithogravure à base de résine Su8 de 50  $\mu\text{m}$  d'épaisseur qui en principe est beaucoup plus résistante que les résines habituelles aux attaques chimiques. Cette technique bien que contraignante, de part la manipulation de la résine Su8, s'est avérée une bonne alternative à la technologie plus conventionnelle.

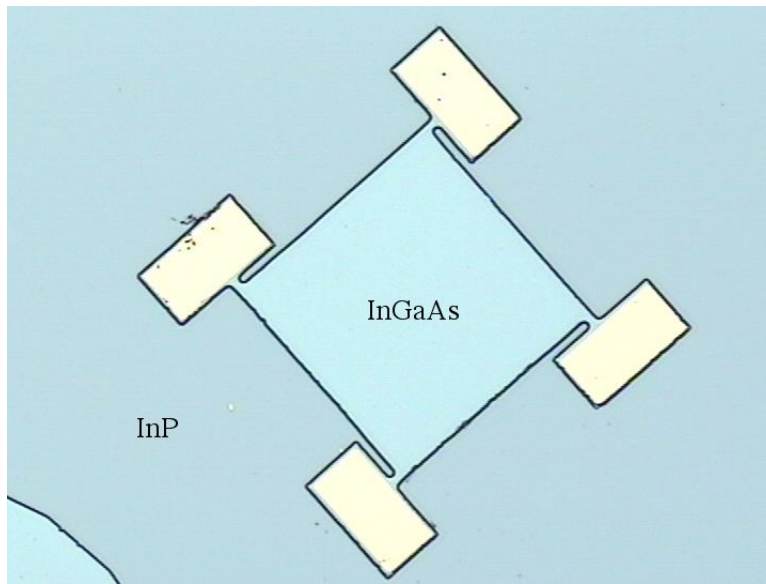
La figure 1.9 représente un schéma des membranes suspendues de 3  $\mu\text{m}$  d'épaisseur avec une fenêtre de quelques centaines de microns carrés. La mesure optique de transmission différentielle sur un banc de mesure en configuration pompe-sonde a donc été effectuée sur les membranes ainsi réalisées.

### 1.2.2 Mesures électriques

L'irradiation des couches semi-conductrices va aussi avoir des répercussions sur les propriétés électriques du matériau telles que la densité de porteurs libres, leur mobilité... C'est dans le but de connaître la variation de ces paramètres que des mesures d'effet Hall et des mesures de Van Der Pauw ont été réalisées. Ces mesures nécessitent de réaliser des motifs adaptés.

#### Réalisation des motifs de Hall

Pour connaître la mobilité des porteurs dans les couches d'InGaAs irradiées, les mesures d'effet Hall ont été retenues pour leur simplicité et la disponibilité du matériel nécessaire. Un motif de Hall a tout d'abord été défini, ici une croix décalée de Hall (voir figure 1.10). Les plaques utilisées pour réaliser les échantillons de Hall se composent d'une couche d'InGaAs de 0,3  $\mu\text{m}$  épitaxiée sur un substrat d'InP semi-isolant (dopé avec des ions fer) de 300  $\mu\text{m}$  avec une couche d'arrêt d'InAlAs de 0,2  $\mu\text{m}$ . Cette croix est obtenue par une étape photolithogravure avec comme résine photosensible la S1818 suffisante pour la précision de motif voulue (la dimension la plus petite étant de 10  $\mu\text{m}$ ). La gravure est réalisée par une solution de H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> :H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> :H<sub>2</sub>O (1 :1 :8), cette solution permet de graver



**Fig. 1.10** : Micrographie d'un échantillon pour mesure d'effet Hall.

l'InGaAs et l'InAlAs.

Puis, les contacts métalliques sont déposés par évaporation par une étape de "lift-off" (profil de résine inversé). Il est indispensable de déposer les contacts seulement après le recuit puisque l'étude couvre une gamme de température allant jusqu'à 600°C. Les contacts, étant principalement en or, ne supporteraient pas une telle température. Le lift-off est assuré par une résine photosensible S1818 à laquelle a été rajoutée 1% massique de grains d'imidazole dans le but de la rendre inversible. Après l'étape de lithographie, les échantillons sont désoxydés dans un bain de HF dilué avant d'être introduit dans le bâti d'évaporation. Le dépôt métallique est réalisé en deux étapes, d'abord une couche d'accrochage de titane de 5 nm est déposée puis une couche d'or de 300 nm. Nous ne faisons pas de recuit après ce type de contact car c'est pratiquement inutile, la couche d'accrochage de titane empêchant quasiment toute diffusion de l'or. Nous pouvons voir sur la figure 1.10 le motif complet après le dépôt du contact Ti/Au.

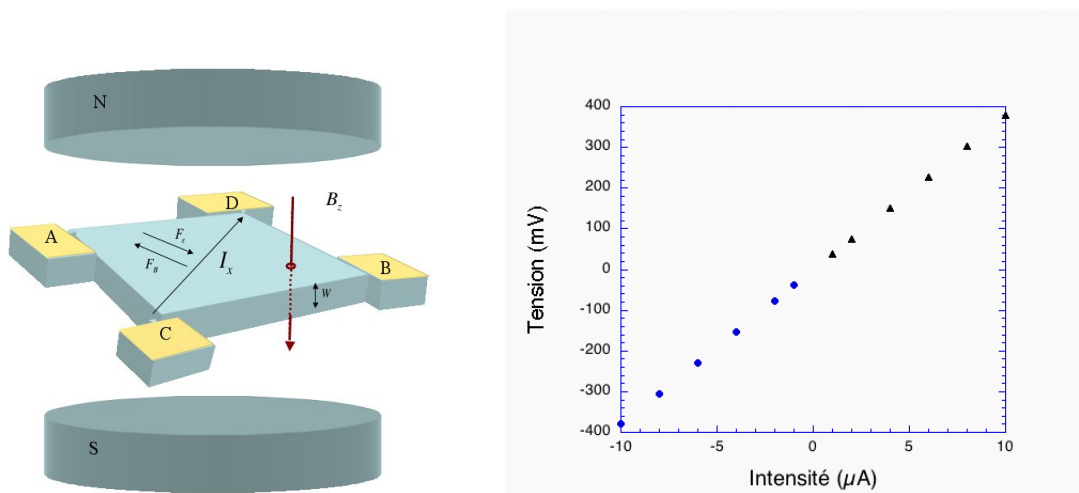
Comme pour les mesures optiques, les échantillons ont été irradiés avec des ions  $H^+$  ou  $Au^+$  pour plusieurs doses différentes.

### Mesures d'effet Hall et de Van Der Pauw

Les mesures d'effet Hall dans les couches semiconductrices irradiées présentent de nombreuses difficultés :

- Grande résistivité des couches à mesurer due au fait que les couches sont de l'InGaAs non intentionnellement dopé ( $n=10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ). C'est aussi due au fait que l'irradiation augmente la résistivité des matériaux jusqu'au cas extrême de conduction par sauts.
- Contacts non-ohmiques puisque les contacts Ti/Au forment une barrière Schottky lorsqu'ils sont déposés sur de l'InGaAs non-intentionnellement dopé. Un alliage or-germanium est mieux adapté mais ce type de dépôt n'est pas possible dans le bâti d'évaporation utilisé c'est pourquoi nous avons dû nous rabattre sur le contact Ti/Au.

Un moyen d'améliorer les mesures est d'utiliser un voltmètre à grande impédance d'entrée (de l'ordre de  $1 \text{ G}\Omega$ ) et de s'assurer de toujours travailler à faible courant dans le but d'être dans une zone où le courant en fonction de la tension appliquée est linéaire comme on peut le voir sur la figure 1.11. Même pour l'échantillon irradié avec la plus forte dose, nous pouvons nous placer dans une zone où la courbe  $I(V)$  est linéaire.



**Fig. 1.11** : Schéma d'une mesure d'effet Hall (à gauche). Tension mesurée en fonction de l'intensité pour le motif de Hall irradié par une dose de  $\text{Au}^+$  à  $4 \cdot 10^{11} \text{ ions/cm}^2$  (à droite).

Plusieurs renseignements se dégagent des mesures par effet Hall. Nous pouvons en déduire la concentration de porteurs libres dans la couche et leur mobilité. Selon la



théorie de Hall, la résolution de l'équation de Boltzmann donne accès à la tension de Hall  $V_y$ . En soumettant l'échantillon à un champ magnétique  $B_z$  perpendiculaire au plan de l'échantillon (comme représenté sur la figure 1.11) tout en injectant un courant  $I_x$ , il suffit de mesurer la tension  $V_y$  qui apparaît perpendiculairement au courant  $I_x$  pour déterminer le coefficient de Hall  $R_H$  selon l'équation :

$$V_y = \frac{R_H I_x B_z}{w} \quad (1.5)$$

où  $w$  est l'épaisseur de l'échantillon.

La valeur de  $R_H$  s'exprime aussi en fonction du facteur de Hall  $r_H$  sous la forme [13] :

$$R_H = \frac{E_y}{J_x \cdot B} = \frac{r_H}{nq} \quad (1.6)$$

avec  $r_H = \frac{\langle \tau_m^2 \rangle}{\langle \tau_m \rangle^2}$  et où  $n$  est la concentration électronique du semi-conducteur,  $q$  la charge de l'électron et  $\tau_m$  le temps de relaxation du moment. Dans le cas d'un matériau de type "p", la concentration  $n$  devient  $p$  car c'est une concentration de trous et la charge  $q$  devient  $-q$ .

La mobilité  $\mu$  des porteurs et leur concentration  $n$  sont obtenus grâce aux équations précédentes. Soient  $B$  le champ magnétique appliqué au matériau étudié,  $R_H$  le coefficient de Hall,  $w$  l'épaisseur du semi-conducteur et  $r_H$  le facteur de Hall, nous obtenons les équations :

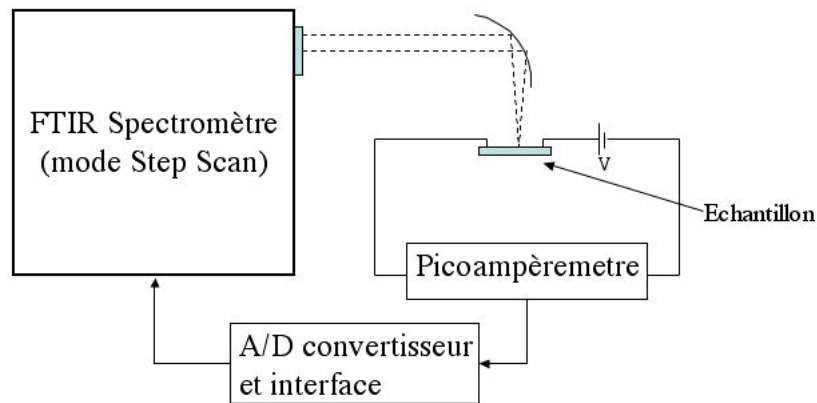
$$n = n_H \cdot r_H = \frac{r_H}{q R_H} \quad (1.7)$$

$$\mu = \frac{\mu_H}{r_H} = \frac{R_H \cdot \sigma}{r_H} \quad (1.8)$$

avec  $\sigma$  la conductivité,  $\mu_H$  et  $n_H$  respectivement la mobilité et la concentration de Hall. Pour connaître la mobilité des porteurs, il faut connaître le coefficient de Hall et le tenseur de conductivité. Une méthode simple pour y parvenir est de se mettre dans les conditions de Van Der Pauw [14]. Il est alors possible de déterminer la résistivité et le coefficient de Hall d'un matériau en fonction de son épaisseur  $w$ , d'où à la fois sa concentration de porteurs libres et leur mobilité. Afin de s'affranchir d'une possible inhomogénéité du

matériau et de moyenner les mesures, nous effectuons ces mesures en injectant le courant dans les quatre directions possibles. Cette méthode permet d'obtenir la mobilité des porteurs libres dans le matériau de manière fiable et reproductible.

### 1.2.3 Spectres de photocourant



**Fig. 1.12** : Schéma du banc expérimental de mesure de spectre de photocourant.

C'est dans le but de connaître les niveaux d'énergie associés aux défauts spécifiques de l'irradiation que des spectres de photocourant ont été réalisés sur les mêmes échantillons utilisés pour les mesures d'effet Hall. Le schéma du banc expérimental de mesure de photo-courant est représenté sur la figure 1.12.

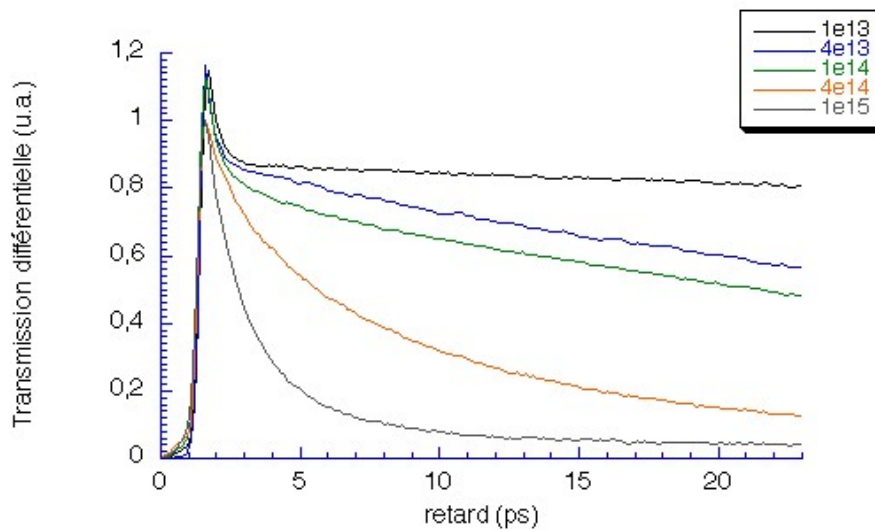
Dans cette expérience, nous utilisons un spectromètre à transformée de Fourier comme source lumineuse et interféromètre. Les échantillons de Hall servent de détecteurs. Ils sont polarisés par une tension continue et le courant est mesuré par un pico-ampèremètre. L'acquisition des spectres se fait en mode "step scan", à cause de la bande passante limitée de l'ampèremètre, avec une seconde par pas. Tous les spectres ont été obtenus pour un courant moyen de l'ordre de  $10 \mu\text{A}$ . Les niveaux d'énergie, associés aux défauts

introduits par l'irradiation ionique, sont étudiés par la technique de spectrométrie du photocourant.

### 1.3 Irradiation avec des ions H<sup>+</sup>

#### 1.3.1 Mesures de phototransmittance résolue en temps

Sur la figure 1.13 est représentée la transmission différentielle en fonction du délai entre la pompe et la sonde mesurée pour des échantillons irradiés aux protons à des doses respectives de  $10^{13}$ ,  $4 \times 10^{13}$ ,  $10^{14}$ ,  $4 \times 10^{14}$  et  $10^{15}$  ions/cm<sup>2</sup>.



**Fig. 1.13** : Courbes de la transmission différentielle en fonction du délai entre la pompe et la sonde pour les échantillons irradiés H<sup>+</sup>.

On observe sur ces courbes un temps de montée de l'ordre de 300 fs correspondant à la convolution des deux impulsions optiques. Au délai zéro, un pic très fin est observable avant une décroissance dont la vitesse dépend de la dose d'irradiation. Ce pic correspond à l'artefact cohérent résultant de nombreux processus non-linéaires présents à retard nul tels que le mélange à quatre ondes, l'auto-modulation de phase, l'intermodulation de phase... Pour ne pas tenir compte de ce phénomène d'artefact cohérent, nous avons décalé le délai zéro de 200 fs. La décroissance observée pour chaque échantillon varie en fonction de la dose d'irradiation et est mono-exponentielle à laquelle s'ajoute une constante représentant moins de 5% de l'amplitude du signal total. Afin de déterminer la contribution des électrons et des trous, nous avons développé un modèle basé sur les travaux réalisés au Laboratoire d'Optique Appliquée par Pierre Langot [15]. La mesure

de phototransmittance résolue en temps revient à une mesure de type saturation d'absorption femtoseconde. Après création d'un plasma électron-trou hors équilibre de densité  $\rho$  par le faisceau pompe, nous venons mesurer l'évolution temporelle de la transmission différentielle grâce au faisceau sonde retardé temporellement. A la variation de réflectivité près, la mesure de variation de transmission revient à une mesure de variation d'absorption. D'ailleurs la variation de réflectivité est faible due à une faible variation d'indice de réfraction par la variation de concentration de porteurs libres. Dans le cas de l'absorption inter-bande (bande de valence-bande de conduction) dans un milieu massif, l'absorption  $\alpha$  s'écrit pour des bandes paraboliques isotropes[15] :

$$\alpha(\hbar\omega_s, \rho) = \alpha_0 \sum_v \mu_v^{3/2} C_v(\hbar\omega_s, \rho) \sqrt{\Delta E_s(\rho)} (1 - f_e(k_s^v) - f_v(k_s^v)) \quad (1.9)$$

où la sommation est réalisée sur la bande des trous lourds et des trous légers pour nos mesures.  $\Delta E_s = \hbar\omega_s - E_g(\rho)$  est l'excès d'énergie du photon sonde par rapport au gap  $E_g(\rho)$ ,  $C_v$  est le facteur de Sommerfeld [16] et  $\mu_v$  la masse réduite électron-trou pour la bande de valence  $v$ ,  $f_e(k_s^v)$  et  $f_v(k_s^v)$  sont les nombres d'occupation des états sondés (électrons et trous de même vecteurs d'onde :  $k_s^v = \sqrt{2\mu_v \Delta E_s / \hbar}$ ). Dans notre cas, nous avons négligé la réduction du facteur de Sommerfeld. La variation de l'absorption est donc due au remplissage de bande qui s'écrit :

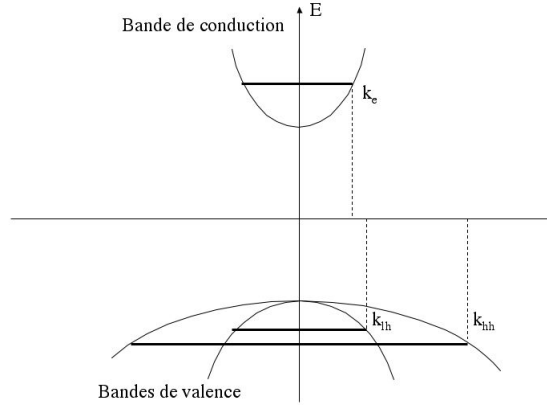
$$-\left(\frac{\Delta\alpha(\hbar\omega_s, \rho)}{\alpha}\right)_{BF} = \frac{(f_e(k_s^{hh}) + f_{hh}(k_s^{hh})) \times \mu_{hh}^{3/2} + (f_e(k_s^{lh}) + f_{lh}(k_s^{lh})) \times \mu_{lh}^{3/2}}{\mu_{lh}^{3/2} + \mu_{hh}^{3/2}} \quad (1.10)$$

Ce terme est proportionnel à la somme des changements des nombres d'occupation des états d'électrons et de trous sondés et contient directement les informations sur les distributions des porteurs[17]. Contrairement à la technique de luminescence résolue en temps, où le signal mesuré est proportionnel au produit des nombres d'occupation des porteurs de même vecteur d'onde, la spectroscopie de saturation d'absorption dépend de la somme des nombres d'occupation des porteurs. Les contributions des différents porteurs sont intrinsèquement séparées et le remplissage de bande est dominé par la contribution liée aux électrons ou par celle liée aux trous, dépendant des conditions expérimentales.

Pour des contributions thermalisées à la température  $T_0$ , la masse des trous lourds étant beaucoup plus élevée que celle des électrons, la distribution de ces derniers dans l'espace des phases est beaucoup plus restreinte. En effet, pour des distributions non

dégénérées l'énergie thermique des porteurs est identique ( $E_{th} = 3/2kT_0$ ) et la valeur moyenne des carrés des vecteurs d'onde est donc :

$$k_e^2 = \frac{2m_e}{\hbar^2} E_{th}; k_{hh}^2 = \frac{2m_{hh}}{\hbar^2} E_{th}$$

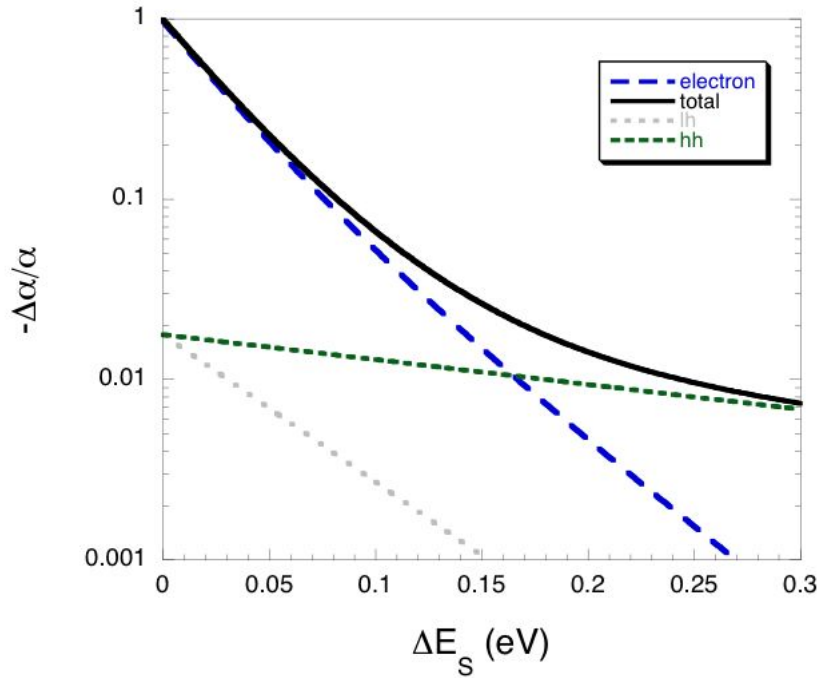


**Fig. 1.14 :** Structure de bandes simplifiée de l'InGaAs dont les distributions sont thermalisées.

Les trous lourds sont donc plus étalés dans l'espace des phases que les électrons :  $k_{hh}^2/k_e^2 = (m_{hh}/m_e) \cong 11,5$  dans l'InGaAs. La densité des électrons et des trous lourds étant très proche, les trous sont majoritairement dans la bande des trous lourds à l'équilibre.

Le nombre d'occupation des électrons est plus grand que celui des trous à faible vecteur d'onde. La situation s'inverse pour les grands vecteurs d'onde (c.à.d, un large excès d'énergie  $\Delta E_s$ ), le terme de saturation d'absorption,  $(\Delta\alpha/\alpha)_{BF}$ , étant alors dominé par les trous lourds (voir figure 1.15). Les contributions individuelles correspondant au remplissage des bandes de conduction (EL), des trous lourds (HH) et des trous légers (LH) sont représentées en fonction de l'énergie du photon sonde ( $\Delta E_s$ ). L'existence de ces deux régimes est clairement illustrée sur la figure 1.15 par  $(\Delta\alpha/\alpha)_{BF}$ . Le plasma électron-trou de densité  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  est thermalisé (295K), la réduction du facteur de Sommerfeld calculée par la formule d'Elliot [18] a été négligée dans notre cas.

Pour un large excès d'énergie du photon sonde ( $\Delta E_s \geq 200 \text{ meV}$ , c.-à-d.  $\lambda_s \leq 770 \text{ nm}$ ), le changement d'absorption est essentiellement dû au remplissage des états de trous lourds. Dans cette région, les électrons sont essentiellement sondés à partir de la bande des trous

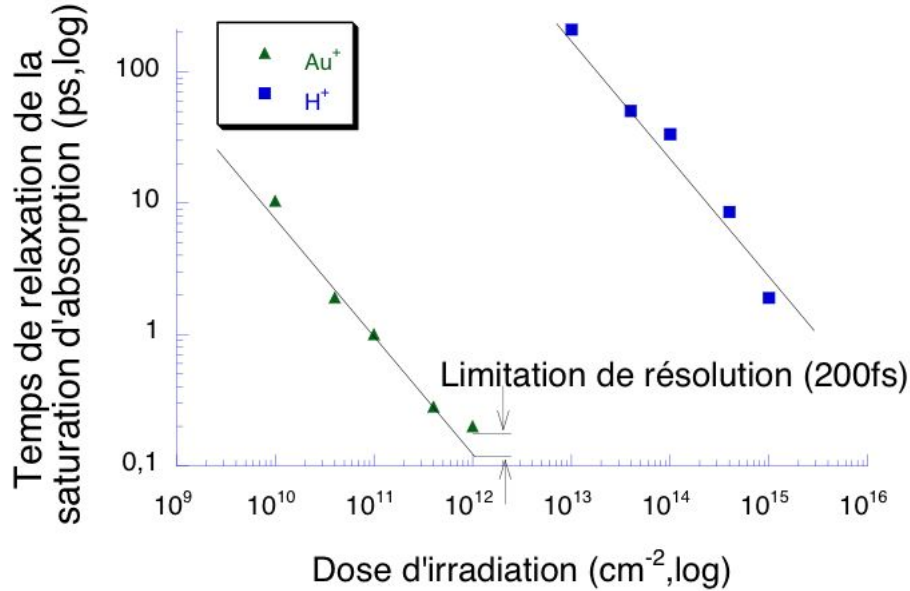


**Fig. 1.15** : *Changement d'absorption total (trait plein) dû au remplissage de bande,  $(\Delta\alpha/\alpha)_{BF}$ , pour des distributions thermalisées à 295K de densité  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  en fonction de l'excès d'énergie du photon sonde,  $\Delta E_s = \hbar\omega_s - E_g(\rho)$ . Les contributions individuelles pour la bande de conduction et les bandes des trous lourds et légers sont également montrées.*

légers, les états sondés dans la bande de conduction à partir de la bande des trous lourds ayant un nombre d'occupation beaucoup plus petit ( $k_s^{hh} > k_s^{lh}$ ). Le remplissage des états de la bande des trous légers est toujours négligeable, environ 97% des trous étant dans la bande des trous lourds à l'équilibre thermique (car  $(m_{hh}/m_{lh})^{3/2} = 33$ ). Le changement d'absorption,  $(\Delta\alpha/\alpha)_{BF}$  a été calculé pour des bandes de conduction et de valence isotropes.

Dans l'expérience que nous avons effectuée, la contribution des trous est bien inférieure à celle des électrons car nous sommes dans une configuration de pompe/sonde dégénérée, c'est-à-dire que la différence d'énergie entre la pompe et la sonde est nulle. Nous sommes alors sensible à la variation de concentration des électrons et c'est le temps de relaxation des électrons que nous allons mesurer dans cette configuration. La constante qui représente 5% du signal total est attribuée à la contribution des trous. Si on déduit le temps de décroissance de la transmission différentielle pour tous les échantillons irradiés,

nous pouvons représenté l'évolution du temps de relaxation de la saturation de l'absorption en fonction de la dose d'irradiation pour les deux types d'ions sur la figure 1.16.



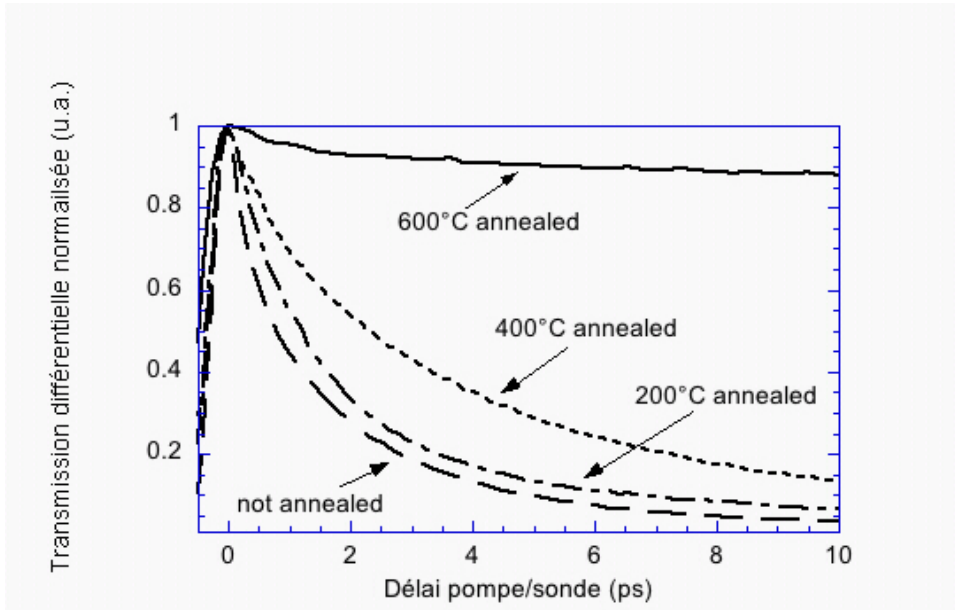
**Fig. 1.16 :** Courbes du temps de relaxation de la saturation de l'absorption en fonction de la dose d'irradiation pour les deux types d'ions.

Nous pouvons voir que le temps de relaxation de la saturation de l'absorption est inversement proportionnel à la dose d'irradiation [19],[20] . Ce temps de relaxation correspond au temps de capture des électrons dans notre cas puisqu'on est en configuration dégénérée, et donc surtout sensible à la densité d'états des électrons. Les mesures confirment la loi de Schokley-Read-Hall définie par l'équation :

$$\tau = \frac{1}{\sigma_c v_{th} f N_d} \quad (1.11)$$

où  $\sigma_c$ ,  $v_{th}$  et  $f$  représentent respectivement, la section efficace de capture, la vitesse thermique des porteurs et la fraction de défauts actifs pour la recombinaison des porteurs.  $N_d$ , représente la concentration de défauts. La concentration de défauts est proportionnel à la dose d'irradiation à un facteur  $l$  près, qui est la densité linéique de défauts, à travers la loi,  $N_d = \phi \times l$ . On remarque qu'on obtient des temps variant de la centaine de picosecondes à quelques 200 femtosecondes.





**Fig. 1.17 :** Mesures de transmission différentielle en fonction du délai entre la pompe et la sonde pour des échantillons irradiés par une dose  $H^+$  de  $10^{15}$  ions / $cm^2$  pour différentes températures de recuit.

Les temps mesurés sur les échantillons irradiés avec des ions  $Au^+$  sont plus courts que ceux obtenus sur les matériaux irradiés par les protons car le choix des doses est mal adapté. Cependant, il est possible d'obtenir des temps de vie plus courts pour des couches irradiées par des ions  $H^+$  avec une plus forte dose. Le point n'est pas représenté sur la figure 1.16 mais nous avons obtenu des temps de relaxation inférieurs à la picoseconde pour des échantillons irradiés à des doses de  $10^{16}$   $H^+$ / $cm^2$ .

Dans le but de définir l'influence d'un recuit sur l'évolution du temps de vie des porteurs libres dans les couches irradiées, des membranes suspendues identiques à celles représentées figure 1.9 ont été recuites dans un four à recuit rapide (RTA). Les recuits sont effectués sous atmosphère riche en azote et avec une encapsulation à proximité. La durée des recuits est de 60 secondes pour des températures de recuit allant de 200 à 600°C. L'évolution de la transmission différentielle en fonction du délai entre la pompe et la sonde est représentée pour différentes températures de recuit pour un échantillon irradié avec une dose de protons de  $10^{15}$  ions/ $cm^2$  sur la figure 1.17.

Nous pouvons voir que le temps de vie des porteurs libres augmentent avec la température de recuit. Cette augmentation s'explique par une diminution de la concentration de

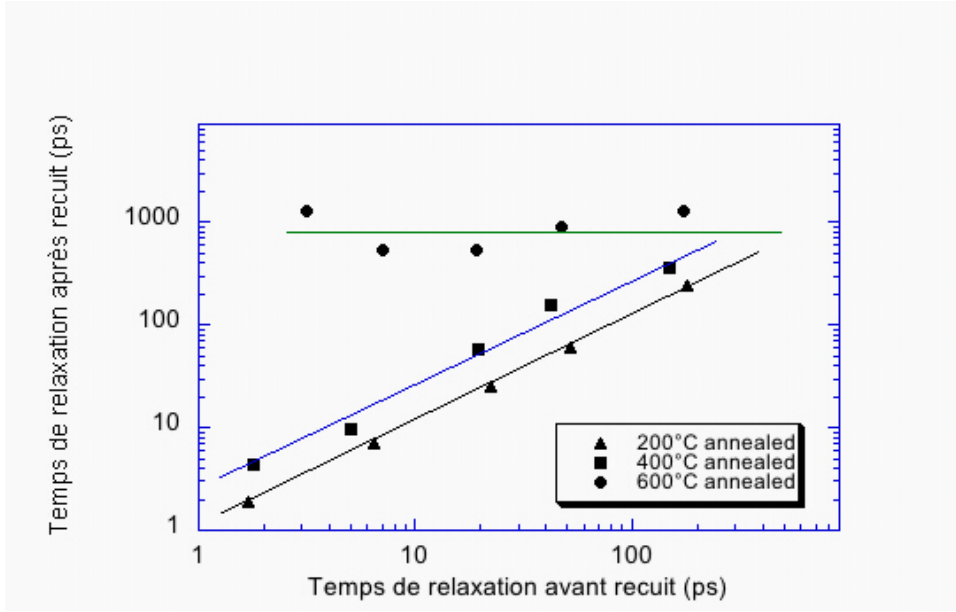
défauts. En effet, la densité de défauts diminue car la température de recuit permet aux défauts de diffuser et donc de guérir en se recombinaison sur leur défaut associé. Plus la température de recuit est grande et plus la longueur de diffusion des défauts est importante, ce qui augmente la probabilité qu'un défaut rencontre son défaut associé et qu'ils se recombinaison. En bref, plus la température de recuit est grande, plus la concentration de défauts diminue.

Pour l'irradiation avec les ions légers, les rapports d'augmentation sont de 1,2 et 2,8 pour les recuits à 200 et 400°C. Le rapport d'augmentation pour le recuit à 600°C n'est pas indiqué car le temps de relaxation de la saturation d'absorption correspondant est de environ 1 nanoseconde qui est le temps de relaxation d'une couche non irradiée. Le temps de vie des porteurs libres pour l'échantillon recuit à 600°C ne traduit donc plus la recombinaison non radiative induite par les défauts introduits par l'irradiation. Dans ce cas, on peut dire que la quasi-totalité des défauts introduits par l'irradiation est guérie après un recuit à 600°C.

Afin de s'assurer que ce comportement est reproductible, ces mesures sont effectuées pour toutes les doses d'irradiation. Les temps de relaxation de la saturation de l'absorption après recuit en fonction des temps de relaxation de la saturation de l'absorption avant recuit sont représentés sur la figure 1.18 pour toutes les températures de recuit et toutes les doses d'irradiation.

Le même comportement est observé pour les échantillons irradiés avec les ions H<sup>+</sup> recuits à 200°C et 400°C. Par contre, pour les échantillons recuits à 600°C, le temps de relaxation est pratiquement constant quelque soit le temps de relaxation avant recuit. Sa valeur se situe vers la nanoseconde ce qui correspond au temps de recombinaison radiatif dans l'InGaAs. La variation du temps de relaxation provient de la dispersion du temps radiatif sur les échantillons utilisés (de 0,5 à 1 ns). Ce résultat indique une totale guérison des défauts introduits par l'irradiation aux protons après un recuit à 600°C.

Afin de confirmer la guérison des défauts à la suite du recuit, nous définissons un modèle basé sur la recombinaison d'une paire de Frenkel ou paire équivalente de défauts non corrélées par diffusion thermique. Nous supposons qu'un défaut (par un exemple un atome en site interstitiel) et le défaut complémentaire associé (par exemple une lacune résultant de l'atome qui a été déplacé en site interstitiel), créés tous les deux à la suite d'un déplacement élémentaire, forment une paire de défauts définie. Le processus do-



**Fig. 1.18** : Courbes de temps de relaxation de la saturation d'absorption après recuit en fonction du temps de relaxation avant recuit pour l'irradiation  $H^+$ .

minant du recuit est la recombinaison de telles paires. Dans le cas de l'irradiation aux protons, la supposition de paires de défauts non corrélées est en accord avec les simulations TRIM qui prédisent une distance entre deux déplacements élémentaires de l'ordre de  $1,6 \mu m$ . Cette distance est très grande devant la distance entre les deux défauts issus du même et unique déplacement (distance interstitiel/lacune dans notre exemple) qui est de l'ordre du nanomètre. Appelons  $r$  cette distance entre deux défauts complémentaires. La recombinaison a lieu à travers la diffusion d'un défaut de la paire. Le temps moyen de diffusion  $t = r^2/D$  est nécessaire à la recombinaison où  $D$  est le coefficient de diffusion moyen, défini comme  $D = D_0 \exp(-E_A/k_B T)$ . Dans la formule précédente,  $E_A$  est l'énergie d'activation du processus de recombinaison,  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température de recuit et  $D_0$  est la constante de diffusion de  $D$ . L'équation de diffusion décrivant l'évolution de  $n$  paires de défauts complémentaires (paires de Frenkel dans notre exemple) s'exprime par :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{nD}{r^2} \quad (1.12)$$

L'équation 1.12 est intégrée en prenant la concentration de paires initiales égale à la concentration initiale de défauts  $n_0$  et en supposant la disparition totale de défauts après

un temps de recuit infini. L'évolution du nombre de paires de défauts en fonction du temps s'écrit comme :

$$n = n_0 \exp \left[ -\frac{D_0 t}{r^2} \exp \left( -\frac{E_A}{k_B T} \right) \right] \quad (1.13)$$

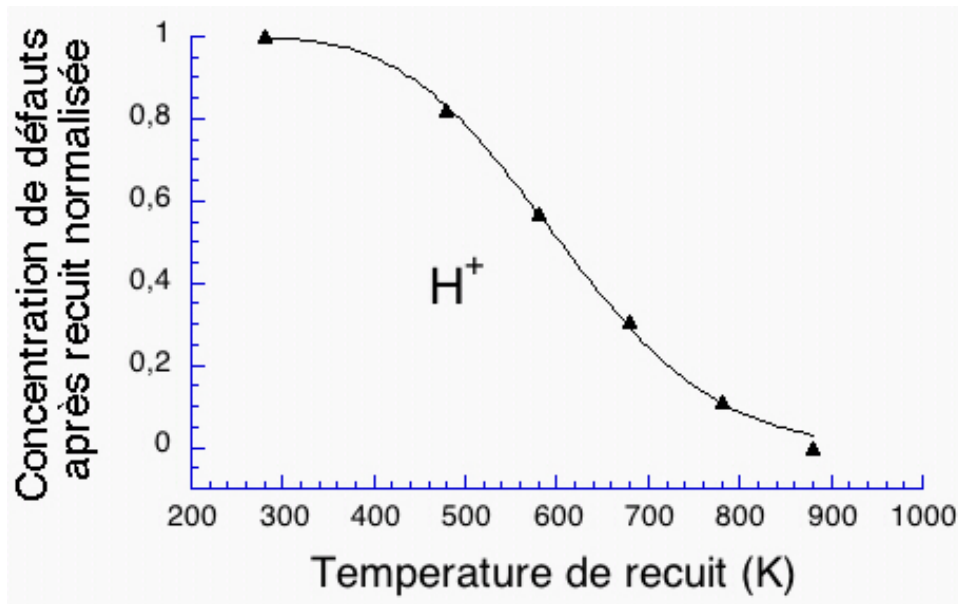
Pour un temps de recuit fixé, dans notre cas à 60 secondes, l'équation 1.13 donne l'évolution de la concentration de défauts en fonction de la température de recuit. Ce modèle est confronté à nos données expérimentales sur le recuit. Le temps de relaxation déduit des expériences pompe/sonde est la somme de processus parallèles de recombinaison radiative et non-radiative. Etant donné que le temps de recombinaison radiative est mesuré à 1,5 ns, le temps de recombinaison non-radiative, qui est le temps de capture  $\tau$ , est facilement déduit. Comme nous l'avons évoqué auparavant dans l'équation 1.11, la concentration de défauts  $N_d$  est relié à la mesure du temps de capture  $\tau$  via la loi de Schokley-Read-Hall. En supposant que  $\sigma_c$ ,  $v_{th}$  et  $f$  soient des constantes, le rapport des concentrations de défauts avant et après recuit à une température donnée  $N_d(T)/n_0$  est inversement proportionnel au rapport des temps de capture  $\tau(T)/\tau_0$  mesurés dans les mêmes conditions.

$$\frac{N_d(T)}{n_0} = \frac{\frac{1}{\sigma_c v_{th} f \tau(T)}}{\frac{1}{\sigma_c v_{th} f \tau(0)}} = \frac{\tau(0)}{\tau(T)} = \exp \left[ -\frac{D_0 t}{r^2} \exp \left( -\frac{E_A}{k_B T} \right) \right] \quad (1.14)$$

La figure 1.19 représente les évolutions de  $N_d(T)/n_0$  déduites du modèle de recombinaison de défauts complémentaires (courbes continues et pointillés) et les mesures de temps de capture pour une dose H<sup>+</sup> de 4.10<sup>13</sup> ions/cm<sup>2</sup>. La valeur de  $N_d(280)/n_0$  est égale à 1 car  $n_0$  représente la concentration de défauts avant recuit et donc la concentration de défauts à la température ambiante. Comme nous pouvons le voir un excellent accord est obtenu entre les mesures et le modèle pour l'irradiation avec les protons.

Une énergie d'activation de 0,27 eV est déduite de l'ajustement du modèle aux résultats expérimentaux ce qui est en accord avec l'énergie d'activation des pièges pour les électrons typiques de l'InGaAs mentionnés dans la littérature [21].

Nous avons poursuivi cette étude par des mesures électriques sur des couches irradiées.

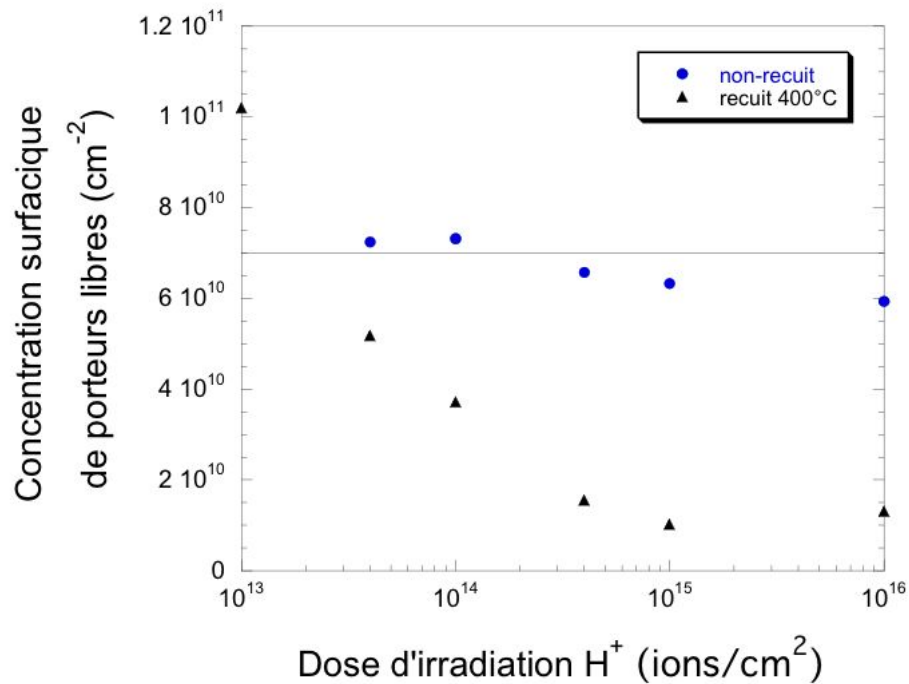


**Fig. 1.19** : Evolution de la concentration de défauts normalisée en fonction de la température de recuit pour les échantillons irradiés aux protons. Les courbes représentent les ajustements du modèle décrit par l'équation aux données expérimentales.

### 1.3.2 Mesures électriques de couches d'InGaAs irradiées par des protons

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction de ce chapitre, certaines techniques de réduction du temps de vie des porteurs libres telles que la croissance à basse température ont comme conséquence d'augmenter la concentration de porteurs libres. Les mesures d'effet Hall et de Van Der Pauw donnent accès à la concentration de porteurs libres comme on peut le voir grâce à l'équation 1.7. Nous allons donc déterminer l'influence de l'irradiation ionique sur ce paramètre.

L'évolution de la concentration surfacique de porteurs libres en fonction de la dose d'irradiation de protons est représentée sur la figure 1.20. La concentration de porteurs libres est quasiment invariante avec la dose. Les échantillons irradiés par des protons présentent une concentration de porteurs libres égale à la valeur de la concentration de porteurs libres des couches non irradiées soit  $7.10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Cette valeur est typique de l'InGaAs non intentionnellement dopé épitaxié par MOVPE. La concentration de porteurs libres ne varie pratiquement pas pour des doses d'irradiation allant de  $10^{13}$  à  $10^{16}$  ions/cm<sup>2</sup>. Ceci peut s'expliquer soit par des défauts neutres, soit par une combinaison de donneurs-accepteurs. La création de donneurs et accepteurs en quantité égale est assez intuitif car



**Fig. 1.20 :** Mesures de la concentration de porteurs libres en fonction de la dose d'irradiation pour l'irradiation aux protons pour les échantillons non-recuits et recuits à 400°C. La ligne continue représente la concentration de porteurs libres pour un échantillon non-irradié.

l'irradiation avec les ions légers introduit essentiellement des déplacements primaires (voir figure 1.5). Tous les déplacements primaires peuvent être vus comme le déplacement d'un atome du réseau vers un site où il va représenter un défaut, par exemple un défaut antisite ou un défaut interstitiel. Mais du même coup, il laisse aussi un autre défaut "opposé" à son site originel. On peut donc supposer que la majorité des défauts créés le sont par paires, dans ce cas. Si un défaut possède une charge positive, le défaut associé équivalent est supposé avoir la charge opposée.

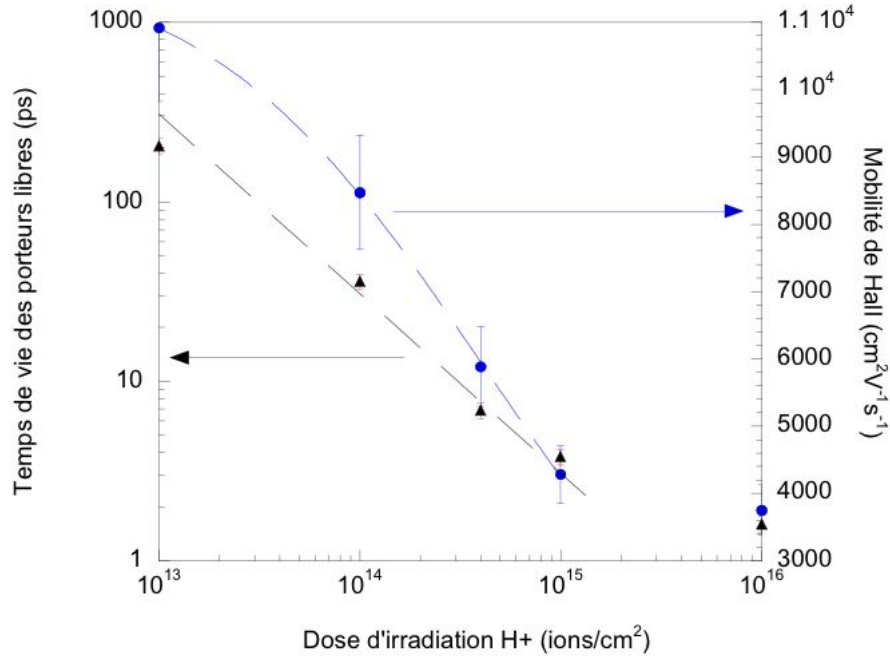
Ce résultat est très important pour les applications portant sur les matériaux semi-isolants et à temps de vie court. L'irradiation permet de réduire le temps de vie des porteurs libres aux alentours de la picoseconde sans augmenter dramatiquement la concentration de porteurs libres. Les mesures d'effet Hall et de Van Der Pauw permettent de mesurer la concentration des porteurs libres mais aussi leur mobilité. Nous pouvons donc déterminer l'impact de l'irradiation sur cette propriété.

Sur la figure 1.20, nous pouvons aussi voir l'évolution de la concentration de porteurs

libres en fonction de la dose d'irradiation pour des échantillons irradiés avec des protons et recuits à 400°C. Pour les échantillons irradiés par les ions légers, le comportement est complètement différent des échantillons non-recuits. La concentration de porteurs libres était invariante avec la dose d'irradiation pour les échantillons non-recuits alors qu'elle décroît avec la dose d'irradiation après un recuit à 400°C. A faible dose d'irradiation la concentration de porteurs libres est supérieure à la valeur avant recuit, qui est de  $7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , pour atteindre une valeur de  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Une tendance similaire est observée dans l'InGaAs non-irradié recuit à 400°C, la concentration de porteurs libres passe aussi à  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Cette augmentation de la concentration de porteurs libres n'est pas le résultat de l'irradiation ionique mais est la conséquence de l'activation de dopants résiduels à cause du recuit à 400°C. La décroissance de la concentration de porteurs libres en fonction de la dose d'irradiation traduit quant à elle une différence entre la concentration de donneurs ionisés et d'accepteurs ionisés introduits par l'irradiation. Le recuit semble donc guérir plus de défauts donneurs ionisés que de défauts accepteurs ionisés.

Que ce soit pour des échantillons recuits ou non, nous avons démontré que l'irradiation ionique ne modifiait pas dramatiquement la concentration de porteurs libres et la variation de celle-ci ne dépassait pas une décade de la valeur originelle. Après avoir déterminé, l'évolution de la concentration de porteurs libres en fonction de l'irradiation aux protons, nous avons mesuré la mobilité des porteurs libres dans les couches irradiées.

Sur la figure 1.21, les mobilités mesurées pour tous les échantillons irradiés  $\text{H}^+$  sont représentées en fonction de la dose d'irradiation ainsi que les mesures de temps de vie des porteurs libres effectuées sur les mêmes échantillons. Le fait de mesurer le temps de vie des porteurs libres sur les motifs de Hall permet de relier directement les deux mesures en s'affranchissant des incertitudes liées à l'irradiation et au recuit. Comme nous l'avions vu précédemment sur la figure 1.16, le temps de relaxation de la saturation de l'absorption est bien linéaire en fonction de la dose. Seul le temps de relaxation de l'échantillon irradié par une dose  $\text{H}^+$  de  $10^{16} \text{ ions/cm}^2$  s'écarte de cette loi ce qui est attribué, vu les doses extrêmes employées, à une saturation de l'efficacité de l'irradiation. Cette saturation de l'efficacité de l'irradiation peut être vue comme une limitation du désordre possible. Le nombre de défauts dans le matériau devient tellement grand qu'un déplacement d'atome supplémentaire n'engendre plus nécessairement un défaut, il peut par exemple redéplacer un défaut déjà présent et donc le guérir.



**Fig. 1.21** : Mesures de la mobilité et du temps de vie des porteurs libres en fonction de la dose de H<sup>+</sup> à température ambiante. La ligne discontinue noire représente la régression linéaire des mesures de temps de relaxation en fonction de la dose d'irradiation. La ligne discontinue bleue représente l'ajustement des mesures de mobilité avec le modèle décrit par l'équation 1.26.

La mobilité de l'échantillon non-irradié est de 12000 cm<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup> à température ambiante. La mobilité des porteurs libres décroît avec la dose d'irradiation. La mobilité décroît seulement jusqu'à 3750 cm<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup> pour un temps de relaxation aussi court que 1,6 ps. Les données correspondant à l'échantillon irradié à une dose de 10<sup>16</sup> ions/cm<sup>2</sup> ne sont pas prises en compte à cause du phénomène de saturation décrit auparavant. Cette décroissance est attendue puisque la concentration de défauts engendrée par l'irradiation augmente et que ces défauts agissent comme des centres diffusants pour les porteurs libres. Afin de modéliser l'évolution de la mobilité avec la dose d'irradiation, nous avons définis un modèle assez complet de diffusion des porteurs libres sur des centres ionisés ou neutres. La mobilité mesurée  $\mu$  s'exprime comme une somme de processus diffusants :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_N} \quad (1.15)$$



où  $\mu_0$  est la mobilité d'une couche d'InGaAs non irradiée,  $\mu_i$  la mobilité décrite par le modèle [22] de diffusion sur les centres ionisés.

$$\mu_i = \frac{5}{2} \left( \frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} \frac{\hbar(4\pi\epsilon)^2 k_B T}{e^3 m^* Z^2 N_i^{2/3} \ln(1 + \gamma)} \quad (1.16)$$

où  $\gamma = 25[3/(4\pi N_i)]^{2/3}(4\pi\epsilon k_B T)^2/(Z^2 e^4)$ ,  $\hbar$  est la constante de Planck,  $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$  la permittivité statique,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température,  $-e$  la charge de l'électron,  $m^*$  la masse effective de l'électron,  $Z$  l'état de charge du centre diffusant, qui est pris égal à 1 dans notre cas, et  $N_i$  la concentration de centres ionisés.  $\mu_N$  représente la mobilité déterminée par le modèle de diffusion sur des centres neutres [23].

$$\mu_N = \frac{e}{20a\hbar N_N} \quad (1.17)$$

où  $a$  est le rayon de Bohr du défaut et  $N_N$  la concentration de centres neutres.

Dans ce modèle, le seul paramètre ajustable est la concentration linéique de défauts qui relie  $N_d$  et la dose d'irradiation paramètre expérimentale par  $N_d = l * \phi$ , avec  $N_d$  la concentration de défauts et  $\phi$  la dose d'irradiation.

Les taux d'introduction  $l_{i,N}$  de chaque type de centre diffusant de concentration  $N_{i,N}$  sont donc définis par  $N_{i,N} = l_{i,N} \times \phi$  où  $\phi$  est la dose d'irradiation. La simulation TRIM donne accès à la densité linéaire de déplacement. Comme un déplacement atomique implique deux défauts, l'atome dans son nouveau site et le site vacant d'où provient l'atome déplacé, on en déduit que la densité linéaire de défauts  $l_{i,N}$  est le double de la densité de déplacements.

Ce modèle ne tient pas compte du phénomène de la saturation de l'efficacité de l'irradiation, c'est pourquoi la mesure effectuée sur l'échantillon irradié aux protons avec une dose de  $10^{16}$  ions/cm<sup>2</sup> n'est pas prise en compte dans l'ajustement du modèle aux données expérimentales. La courbe en pointillés représente le modèle décrit par l'équation 1.15 et coïncide bien avec les points expérimentaux comme on peut le voir sur la figure 1.21. Les paramètres extraits de l'ajustement du modèle de mobilité en fonction de la dose d'irradiation indique que la mobilité est essentiellement gouvernée par une diffusion

sur des centres ionisés : en effet un rapport  $\mu_i/\mu_N < 0,25$  est trouvé. Cependant la densité linéique de défauts  $l = l_i + l_N$ , extraite du modèle, est proche de  $910 \text{ cm}^{-1}$  ce qui est assez faible comparée à la valeur donnée par le logiciel de simulation TRIM qui est de  $30000 \text{ cm}^{-1}$ . Ce facteur 30 entre les deux densités linéaires semble indiquer que seul une partie des défauts introduits sont impliqués dans la diffusion des porteurs libres. Cela donne une mobilité plus élevée qu'attendue.

Ce comportement peut être expliqué par la présence de paires de Frenkel ou de combinaisons équivalentes de deux défauts caractéristiques de ce type d'irradiation (irradiation avec des ions légers). A chaque collision, les protons transfèrent leur énergie aux atomes cibles qui se déplacent et créent des défauts isolés. Un atome déplacé reste proche de son environnement d'origine et les défauts sont essentiellement répartis par paires (des paires de Frenkel). Comme la concentration de porteurs libres est invariante avec la dose d'irradiation, cela signifie que les paires de défauts doivent être composées de défauts de charges opposées. Une paire de défauts de charges opposées conduit à une réduction du champ coulombien vu par les porteurs libres. En effet, en champs lointain une paire de défauts de charges opposées est vue comme un centre dipolaire pour les porteurs libres. Le champ coulombien relié au processus de diffusion sur des centres ionisés est donc remplacé par un champ dipolaire. Ceci se traduit par une efficacité moins grande du processus de diffusion. Nous devons alors ajouter dans l'équation 1.15, le terme de diffusion sur les paires de défauts. Pour ce faire, nous avons développé, en collaboration avec Guy Fishman, un modèle de diffusion intégrant le champs dipolaire.

Nous commençons à partir de l'équation standard du taux de collision :

$$\frac{1}{\tau_k} = \frac{N\mathbb{V}^2}{(2\pi)^3} \int d^3k' \delta\left(\frac{k' - k}{k}\right) W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} (1 - \cos\theta) \quad (1.18)$$

où  $N$  est la concentration de centres diffusants,  $W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}$  est la probabilité de diffusion d'un électron par unité de temps dans l'angle  $\theta = (k, k')$ ,  $\delta\left(\frac{k' - k}{k}\right)$  est la fonction de Dirac sans dimension qui justifie la loi de conservation de la valeur absolue du vecteur d'onde,  $\mathbb{V}$  est le volume de l'échantillon. L'idée principale de Poklonski *et al.* est de modifier la description de Conwell-Weisskopf [24], où la gamme de potentiel est finie, en une description où le porteur subit le potentiel du défaut pendant un temps fini  $t_c$ [25]. Ce temps est égal à  $t_c = 2R/v = 2rm^*/\hbar k$  où  $R = (4\pi N/3)^{1/3}$  est le rayon de la région sphérique du cristal associée au défaut,  $v$  est la vitesse de l'électron,  $m^*$  est la masse effective de l'électron

( $R$  est la gamme usuelle dans la description de Conwell-Weisskopf). Alors Poklonski *et al* montrent que  $W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$  est donnée par

$$W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = \frac{t_c}{\hbar^2} \left| \tilde{U}(q) \right|^2 = \frac{2Rm^*}{\hbar^3 k} \mathbb{V}^{-2} \left| \tilde{U}(q) \right|^2 \quad (1.19)$$

$q = 2k \sin(\theta/2)$ ,  $\tilde{U}(q)$  est la transformée de Fourier de l'énergie d'interaction  $U(\mathbf{r})$  :  $\tilde{U}(q) = \int d^3r e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} U(\mathbf{r})$ . Les équations 1.18 et 1.19 conduisent à

$$\frac{1}{\tau_k} = \left( \frac{3}{4\pi} \right)^{1/3} N^{2/3} \frac{m^*}{4\pi^3 \hbar^3} \int d^3k' \delta(k' - k) \left| \tilde{U}(q) \right|^2 (1 - \cos \theta) \quad (1.20)$$

L'équation 1.20 montre que la description de Poklonski conduit à un taux de diffusion proportionnel à  $N^{2/3}$ , contrairement à la description de Conwell-Weisskopf qui conduit à un taux de diffusion proportionnel à  $N$ . Poklonski et al utilise l'équation 1.20 avec un potentiel  $U(r)$  qui est un potentiel coulombien. Dans notre cas, nous utilisons un champ dipolaire  $U_D$  défini par :

$$U_D = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{l \cos \phi}{r^2} \quad (1.21)$$

$\epsilon$  est la constante diélectrique relative,  $\ell$  est la longueur du dipôle et  $\phi$  est l'angle entre la direction du dipôle et le point  $r$ . Ici  $N = N_D$ , la concentration de dipôles. Le calcul complet devrait conduire à des calculs numériques, qui ne sont pas justifiés étant donné l'incertitude que nous avons sur les paramètres expérimentaux, donc nous effectuons des simplifications pour procéder à une résolution analytique. Premièrement, nous supposons que l'axe du dipôle est parallèle au vecteur  $q$  de la transformée de Fourier. Alors,

$$\tilde{U}^D(q) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon} \ell \int d^3r \frac{\exp i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}{r^2} \cos \theta \quad (1.22)$$

Un calcul simple montre que l'intégrale est égale à  $4\pi i/q = 2\pi i/k \sin(\theta/2)$ . Deuxièmement, pour prendre en compte le fait que l'angle  $\Theta$  entre l'axe du dipôle et le vecteur  $q$  est distribué aléatoirement, nous prenons une moyenne  $\langle \cos^2 \Theta \rangle = 1/3$  comme dans la référence [26]. Finalement, nous obtenons :

$$\left| \tilde{U}^D(q) \right|^2 = \frac{4\pi^2}{3} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon} \right)^2 \ell^2 \frac{1}{k^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (1.23)$$

L'équation 1.20 donne :

$$\frac{1}{\tau_k^D} = \frac{8}{3} \left( \frac{3}{4\pi} \right)^{1/3} N_D^{2/3} \frac{m^*}{\hbar^3} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon} \right)^2 \ell^2 \quad (1.24)$$

Nous notons que  $\tau_k^D$  ne dépend pas de l'énergie  $E$ . Le potentiel dipolaire varie comme  $1/r^2$  et non comme le potentiel coulombien en  $1/r$  ;  $\left| \tilde{U}^D(q) \right|^2$  varie comme  $1/k^2$  alors que

le carré de la transformée de Fourier du potentiel coulombien varie comme  $1/k^4$  ; le terme  $k^2$  dans l'intégrale de l'équation 1.20 conduit à  $k^2/k^4$  ou  $1/E$  pour le potentiel coulombien alors que le même terme conduit à  $k^2/k^2$  ou  $1/E^0$  pour le potentiel dipolaire.  $\tau_k^D$  étant indépendant de l'énergie, la mobilité dipolaire  $\mu_D = (e/m^*) \langle \tau_k^D \rangle_T$ , où  $\langle \rangle_T$  représente la moyenne usuelle sur la température, est simplement égale à  $\mu_D = (e/m^*) \tau_k^D$ . Son expression est :

$$\mu^D = \frac{3}{8} \left( \frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} \frac{\hbar^3 (4\pi\epsilon_0\epsilon)^2}{e^3} \frac{1}{m^{*2} \ell^2} \frac{1}{N_D^{2/3}} \quad (1.25)$$

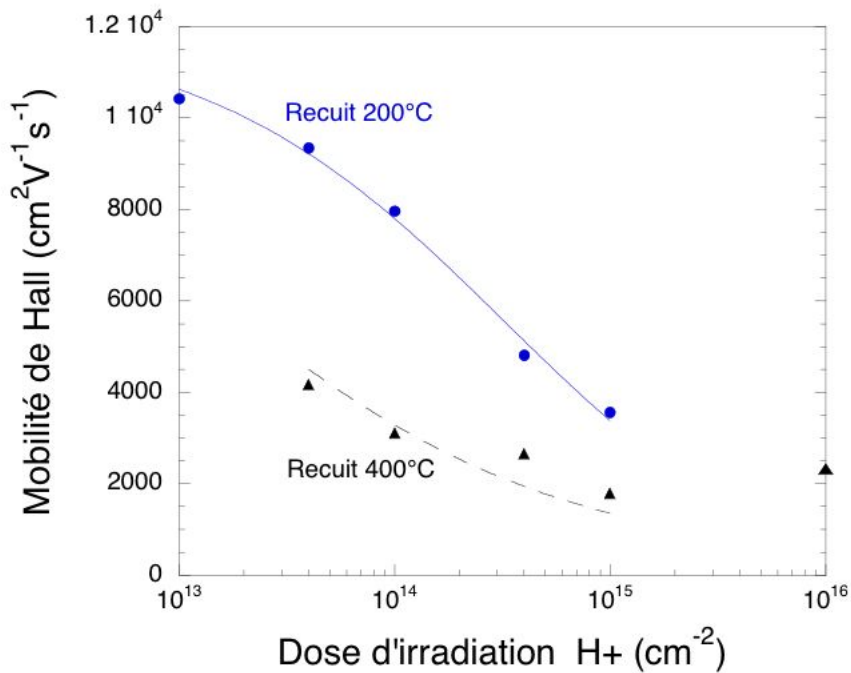
Une paire de Frenkel peut être représentée comme un dipôle composé d'une lacune et d'un atome en site interstitiel de la maille voisine. La paramètre de maille étant de l'ordre de 5,86 Å, nous obtenons une longueur de dipôle environ égale à 1 nanomètre. L'équation de  $\mu_D$  est intégrée dans l'équation 1.15 pour donner :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_N} + \frac{1}{\mu_D} \quad (1.26)$$

Cette équation est confrontée aux mesures de mobilité effectuées sur les échantillons irradiés aux protons. La concentration linéique de défauts est fixée par la valeur donnée par TRIM. Donc,  $l_i$  est défini comme  $l_i = l - 2l_D - l_N$ , où  $l_D$  est la concentration linéique de paires de défauts. L'accord avec les mesures est bon et la courbe se confond avec celle représentée sur la figure 1.21. La concentration de paires de défauts extraite du modèle est 25 fois plus grande que la concentration de centres ionisés ce qui indique que la mobilité est bien gouvernée par une loi de diffusion sur des dipôles. La densité linéaire de défauts est égale à 180 cm<sup>-1</sup> et donc est négligeable comparée à la densité de paires de défauts qui est égale à 14600 cm<sup>-1</sup>. La faible dégradation de la mobilité observée et donc cohérente avec la répartition des défauts par paires.

Tout comme les propriétés optiques, les propriétés électriques des couches d'InGaAs irradiées évoluent avec la température de recuit. Les échantillons utilisés pour les mesures d'effet Hall sont recuits avec la même technique que les membranes suspendues utilisées pour les mesures optiques. Les recuits sont effectués dans un four à recuit rapide pour des températures de recuit de 200 et 400°C pendant 60 secondes. L'évolution de la concentration de porteurs libres et leur mobilité, obtenues grâce aux mesures d'effet Hall et de Van Der Pauw, sont étudiées en fonction de la température de recuit .

Comme nous l'avons vu avec les mesures optiques, le recuit diminue la concentration de défauts dans la couche semiconductrice irradiée. Le comportement électrique de ces couches en fonction du recuit est très mal connu. En première approximation, on pourrait s'attendre à voir la mobilité augmenter puisque la concentration de défauts diminue. Comme, nous pouvons le voir sur la figure 1.22, l'évolution de la mobilité des échantillons irradiés par les protons est tout autre. En effet, on peut voir une diminution de la mobilité avec la température de recuit. Seul un mécanisme de conduction de type conduction par sauts pourrait expliquer un tel comportement. Ce genre de conduction apparaît lorsque la densité de défauts est tellement grande que les porteurs piégés sur les niveaux de défauts peuvent passer d'un défaut à l'autre par sauts. Mais, nous ne sommes pas dans ce cas car la mobilité n'augmente pas avec la dose d'irradiation comme ce serait le cas dans un régime de conduction par sauts.



**Fig. 1.22** : Mesures de la mobilité de porteurs libres en fonction de la dose d'irradiation pour les échantillons irradiés  $\text{H}^+$  et recuits à  $200^\circ\text{C}$  ou à  $400^\circ\text{C}$ . Les courbes en trait discontinu représentent l'ajustement par un modèle gouverné par la diffusion sur les centre ionisés et la courbe continue représente l'ajustement pour un modèle gouverné par la diffusion sur des paires de défauts.

Ce comportement inattendu doit provenir de mécanismes de conduction différents car

la concentration de défauts diminue tandis que la mobilité n'est pas restaurée. L'équation 1.15 ne permet pas de décrire cette évolution. Etant donné la répartition des défauts introduits par l'irradiation aux protons, nous avons utilisé l'équation 1.26 pour décrire l'évolution de la mobilité en fonction de la dose d'irradiation. L'évolution de la mobilité avec la température de recuit est du coup aussi vérifiée par ce modèle. En effet, la diminution de la mobilité après recuit ne traduit pas une augmentation de la concentration de défauts comme le supposait le modèle simple décrit par l'équation 1.15 mais plutôt un changement de répartition de défauts. Les défauts initialement répartis par paires peuvent soit se recombiner soit se dissocier suite au recuit : cela donne donc lieu respectivement à une guérison ou à une séparation en deux centres ionisés isolés. Le défaut isolé peut être vu comme un champ coulombien plus efficace pour diffuser un porteur libre qu'un défaut apparié. Une fois ce modèle définit, nous avons tenté d'ajuster les points expérimentaux par ce modèle (voir figure 1.22). Comme nous pouvons le voir un bon accord est obtenu. Les mesures effectuées sur les échantillons recuits à 200°C sont ajustées par un modèle de diffusion essentiellement gouverné par les paires de défauts. Inversement, la concentration linéique de défauts ionisés qui est négligeable après un recuit à 200°C devient la plus importante après un recuit à 400°C. En fait, les mesures effectuées sur les échantillons recuits à 200°C sont quasiment identiques à celles faites sur les échantillons non-recuits. En revanche, pour ceux qui ont été recuits à 400°C, la concentration linéique de paires de défauts devient négligeable et la concentration linéique de défauts ionisés est estimée à 28000 cm<sup>-1</sup>. Cette valeur est une valeur approchée car vraisemblablement un nombre plus important de défauts ont été guéris après un recuit à 400°C. Ce modèle permet d'expliquer qualitativement le changement de mécanismes de diffusion et surtout la différence d'efficacité entre une diffusion par un potentiel coulombien (défaut ionisé isolé) et la diffusion par un potentiel dipolaire (une paire de défauts).

La répartition spatiale spécifique de défauts permet donc d'expliquer l'évolution de la mobilité avec le recuit. La diminution de la mobilité après un recuit est décorrélée d'une augmentation de la concentration de défauts car grâce aux mesures optiques nous savons que celle-ci diminue. Cependant, on peut expliquer la diminution de la mobilité par la dissociation des paires. Pendant un recuit, les défauts diffusent pouvant ainsi se recombiner avec leur site originelle ce qui revient à une "guérison des défauts", ou bien les défauts peuvent diffuser en s'éloignant de leur défaut complémentaire conduisant à une dissociation de la paire de défauts. Cette séparation transforme une paire de défauts en

deux défauts ionisés isolés. Si l'on considère une paire de défauts seule qui se transforme en deux défauts isolés, la quantité de défauts est la même ; par contre la diffusion des porteurs libres sur ces défauts sera totalement différente. Dans le cas des défauts ionisés isolés, les porteurs libres voient un champ coulombien dont le processus de diffusion associé est bien plus efficace que celui associé à un champ dipolaire. C'est donc plus une évolution d'efficacité de processus de diffusion que l'on mesure entre les deux recuits qu'une variation de concentration de défauts.

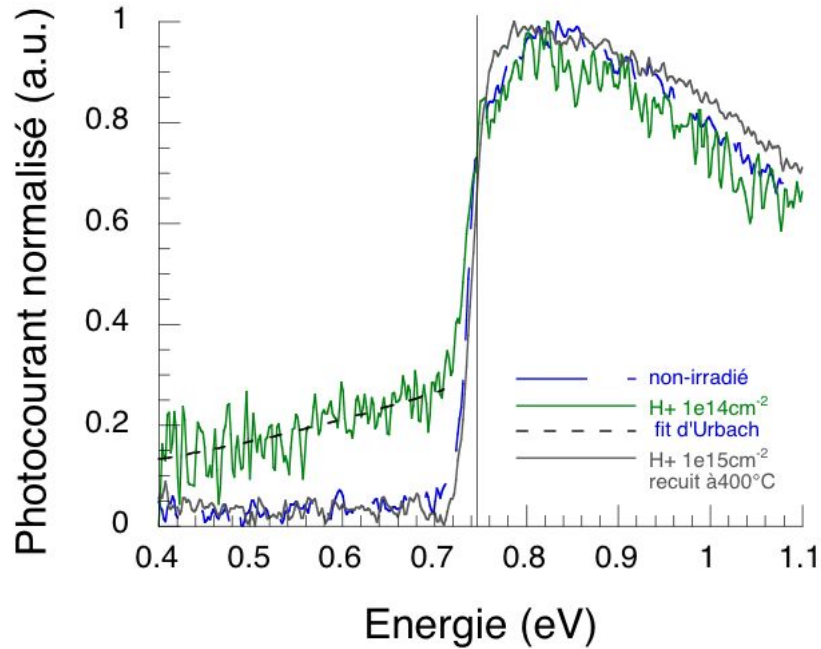
### 1.3.3 Spectres de photocourant pour une couche d'InGaAs irradiée H<sup>+</sup>

Il est clair que le recuit modifie la répartition des défauts. Dans le cas des paires de défauts, nous avons vu que celles-ci pouvaient soit se recombiner conduisant à une guérison des défauts ou soit se séparer donnant naissance à deux défauts isolés. Le recuit a donc sûrement une répercussion sur les niveaux d'énergie des défauts dans la bande interdite du semiconducteur irradié.

Le spectre de photocourant normalisé de l'échantillon non-irradié est utilisé comme référence. Les spectres des échantillons irradiés et le spectre de référence sont représentés sur le figure 1.23. Les échantillons irradiés se composent d'un échantillon irradié H<sup>+</sup> à une dose de 10<sup>14</sup> ions/cm<sup>2</sup>, d'un échantillon irradié H<sup>+</sup> à une dose de 10<sup>15</sup> ions/cm<sup>2</sup> et recuit à 400°C pendant 60 secondes et enfin d'un échantillon irradié Au<sup>+</sup> à une dose de 10<sup>10</sup> ions/cm<sup>2</sup>. Tous les échantillons irradiés choisis pour les mesures de photocourant ont des temps de relaxation de l'ordre de la vingtaine de picosecondes afin de pouvoir les comparer. Comme nous pouvons le voir sur le tableau récapitulatif 1.1 les temps de relaxation respectifs des échantillons sont équivalents.

Echantillons	Temps de vie des porteurs libres (ps)
<i>non-irradié</i>	<i>1500-2000</i>
irradié par 10 <sup>14</sup> H <sup>+</sup> /cm <sup>2</sup>	36
irradié par 10 <sup>10</sup> Au <sup>+</sup> /cm <sup>2</sup>	22
irradié par 10 <sup>15</sup> H <sup>+</sup> /cm <sup>2</sup> et recuit à 400°C	13

**Tab. 1.1** : Tableau récapitulatif des échantillons mesurés en spectroscopie de photocourant avec leur temps de relaxation respectif.



**Fig. 1.23** : Spectres de photocourant de couches d'InGaAs irradiées pour différents échantillons. La courbe discontinue représente le fit de l'échantillon irradié par  $10^{14} \text{ H}^+/\text{cm}^2$  par la loi d'Urbach.

Nous pouvons voir que le photocourant pour l'échantillon non-irradié est très faible pour une excitation inférieure à la bande interdite de l'InGaAs et atteint un maximum pour une énergie proche de 0,8eV. Après une irradiation aux protons, un photocourant significatif est observable en-dessous de 0,79 eV. Ce photocourant dans la bande interdite indique que des porteurs, originaires des niveaux de défauts, participent à la conduction. La dépendance exponentielle du photocourant dans la gamme spectrale de 0,5 à 0,8 eV révèle l'existence d'une distribution d'états proche du bord de bande, c'est-à-dire une queue d'Urbach [27]. Les résultats concordent avec la loi d'Urbach, loi en  $e^{-\beta \times (E_g - E)}$ , avec un coefficient d'Urbach  $\beta$  de l'ordre de  $2,6 \text{ eV}^{-1}$ . Donc, une fraction de défauts introduits par l'irradiation aux protons crée une bande de défauts dans la bande interdite. Ceci est différent d'une conduction par sauts car dans un régime de conduction par sauts, le porteur se déplace de défaut en défaut par sauts lorsque ceux-ci sont assez proches. Dans ce cas, les défauts forment une bande d'énergie quasiment continue dans la bande interdite et donc permettent aux porteurs piégés sur les niveaux de défauts de passer dans la bande de conduction. Le photocourant observé dans la bande interdite est donc



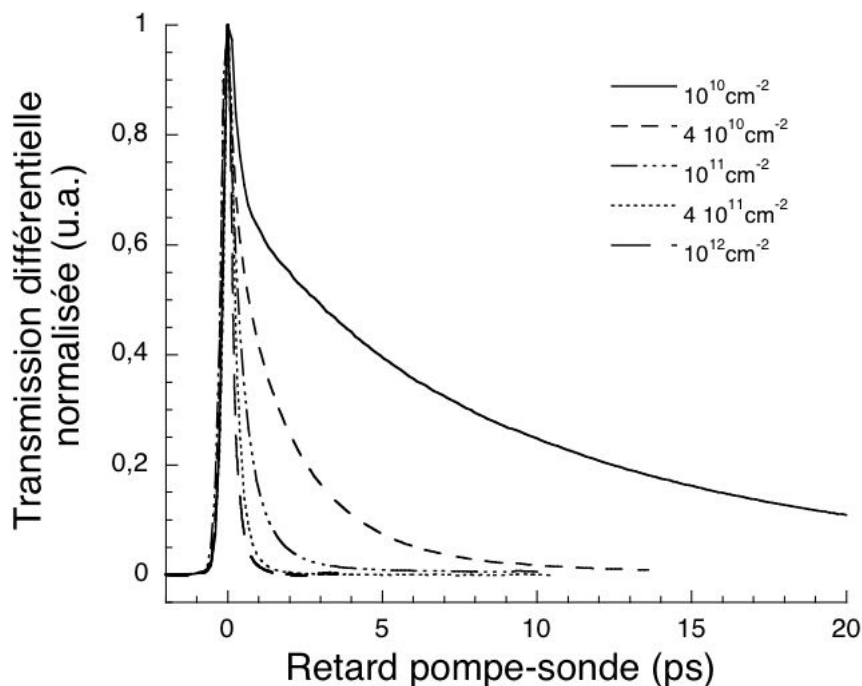
attribué à une conduction métallique de ces niveaux de défauts peu profonds. Après un recuit à 400°C pendant 60 secondes, le photocourant dans la bande interdite disparaît et le spectre se confond avec celui de l'échantillon non-irradié. Or, nous avons vu qu'un recuit à 400°C conduisait à la disparition des paires de défauts soit par guérison soit par dissociation. Donc, les niveaux d'énergie associés aux défauts appariés correspondent à ceux qui forment la queue de bande. Cependant, le faible temps de capture (13 ps) indique que des niveaux d'énergie plus profonds, responsables des défauts ionisés isolés, sont toujours présents après recuit et agissent toujours comme pièges pour les porteurs libres. La photoconduction dans la bande interdite est la signature de défauts localisés à 0,25 eV des bords de bande de conduction ou de valence. Cette valeur est proche de l'énergie d'activation trouvée grâce au modèle de diffusion d'une paire de Frenkel. De plus, cette énergie est égale à l'énergie du défaut similaire à EL-2 dans l'InGaAs prédite par la théorie [28].

## 1.4 Irradiation avec des ions Au<sup>+</sup>

Nous avons démontré que l'irradiation par des protons permettait d'obtenir des temps de vie des porteurs libres courts. De plus, les couches irradiées présentent des mobilités satisfaisantes vu les temps de vie atteints. On peut se demander quelle sera l'influence des agrégats de défauts sur les propriétés des couches irradiées. Les mesures optiques et électriques seront effectuées exactement de la même manière que décrite dans le paragraphe précédent.

### 1.4.1 Mesures optiques de couches d'InGaAs irradiées par des ions Au<sup>+</sup>

Sur la figure 1.24 est représentée la transmission différentielle en fonction du retard entre la pompe et la sonde mesurée pour des échantillons irradiés aux ions or à des doses respectives de  $10^{10}$ ,  $4 \cdot 10^{10}$ ,  $10^{11}$ ,  $4 \cdot 10^{11}$  et  $10^{12}$  ions/cm<sup>2</sup>. Sur la figure 1.16, nous pouvons

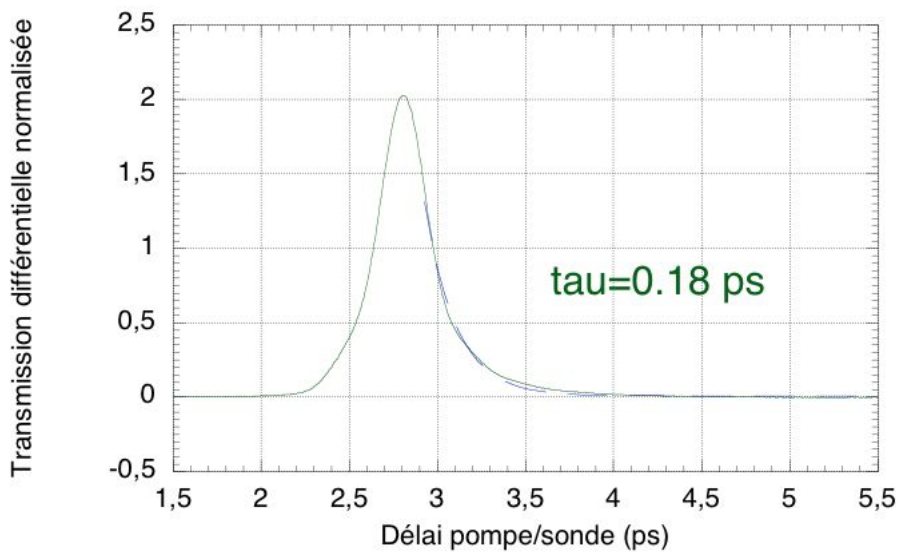


**Fig. 1.24 :** Courbes de la transmission différentielle en fonction du retard entre la pompe et la sonde pour les échantillons irradiés Au<sup>+</sup>.

voir que l'évolution du temps de relaxation est inversement proportionnel à la dose d'irra-

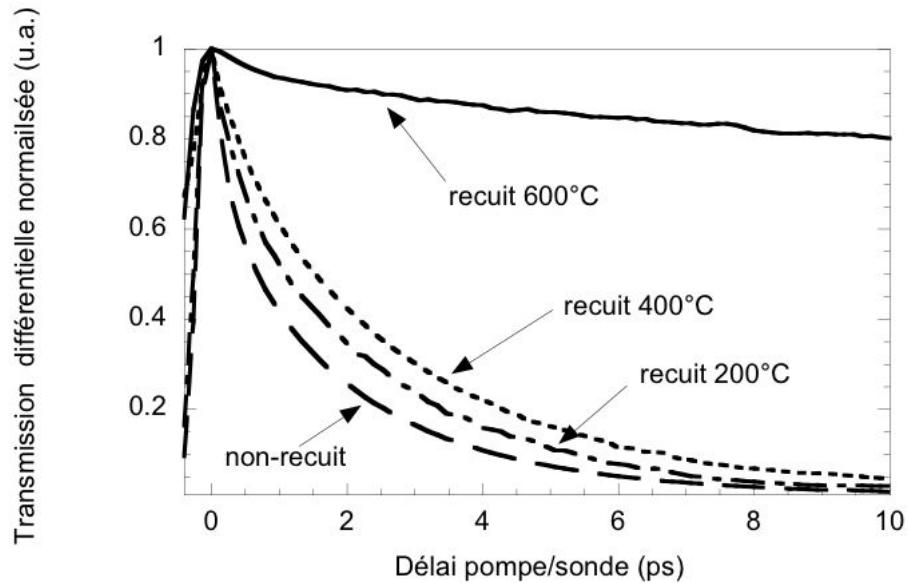
diation comme dans le cas de l'irradiation avec les protons. Le point représentant la dose la plus forte sort un peu de l'approximation linéaire puisque nous sommes dans la limite de résolution du banc expérimental essentiellement à cause de la durée de l'impulsion optique qui est de 200 fs.

La courbe de transmission différentielle pour l'échantillon irradié à une dose de  $\text{Au}^+$  de  $10^{12}$  ions / $\text{cm}^2$  est représentée sur la figure 1.25.



**Fig. 1.25 :** Courbes de transmission différentielle en fonction du délai entre la pompe et la sonde pour l'échantillon irradié  $\text{Au}^+$  à une dose de  $10^{12}$  ions/ $\text{cm}^2$ .

On voit clairement une courbe similaire au tracé d'autocorrélation de l'impulsion optique. Cette mesure confirme que l'extraction du temps de relaxation de la saturation de l'absorption est limitée par la durée de l'impulsion optique. Cette courbe représente la convolution des deux faisceaux optiques (celui de pompe et celui de sonde). Cela signifie que le temps de capture pour cet échantillon est inférieur à la durée de l'impulsion optique. C'est d'ailleurs un moyen de réaliser un autocorrélateur pour des durées d'impulsion optique courte de faible puissance crête et insensible à la polarisation du faisceau incident.

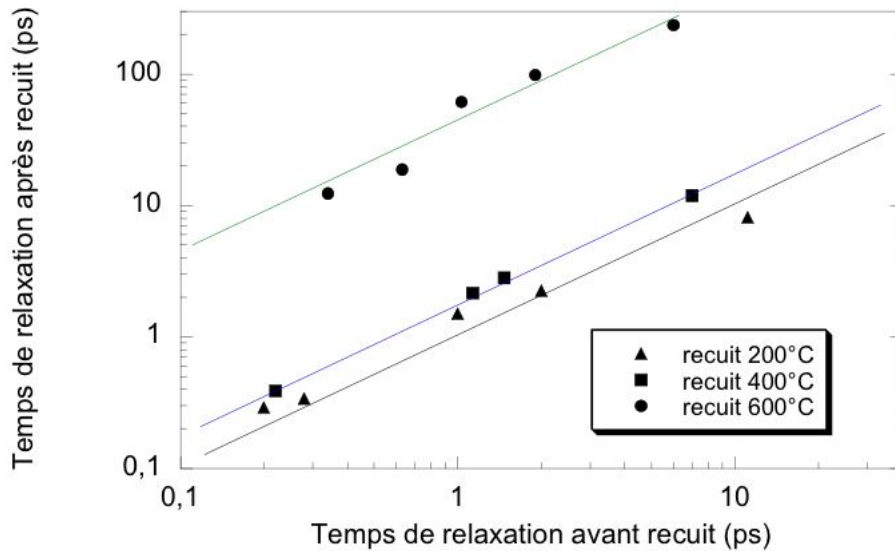


**Fig. 1.26 :** Mesures de transmission différentielle en fonction du délai entre la pompe et la sonde pour des échantillons irradiés par une dose Au<sup>+</sup> de  $4 \cdot 10^{10}$  ions/cm<sup>2</sup> pour différentes températures de recuit.

L'évolution de la transmission différentielle en fonction du délai entre la pompe et la sonde est représentée pour différentes températures de recuit pour un échantillon irradié avec une dose d'ions or de  $4 \cdot 10^{10}$  ions/cm<sup>2</sup> sur la figure 1.26.

De la même manière que pour l'irradiation avec les protons, le temps de relaxation des porteurs libres augmente avec la température de recuit car la concentration de défauts diminue. Cependant, une différence est visible entre les deux types d'irradiation. Pour l'irradiation avec les ions lourds, les rapports d'augmentation entre les échantillons recuits et l'échantillon non recuit sont 1,2; 1,8 et 40 respectivement pour les recuits à 200, 400 et 600°C. Afin de s'assurer que ce comportement est reproductible, ces mesures sont effectuées pour toutes les doses d'irradiation. Dans le cas de l'irradiation Au<sup>+</sup>, le temps de vie des porteurs libres reste pour toutes les températures de recuit inversement proportionnel à la dose d'irradiation et donc au temps de vie avant recuit (figure 1.27).

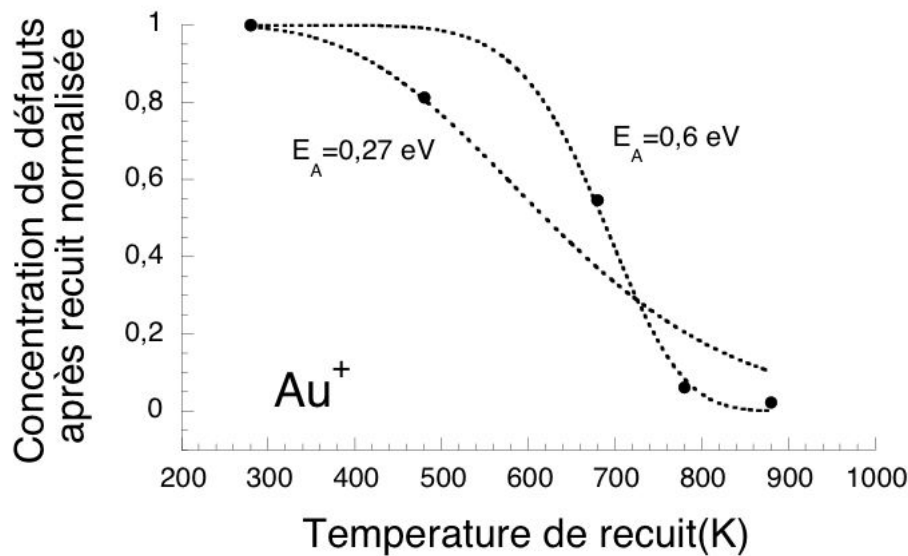
Les échantillons irradiés par les ions or contiennent toujours des défauts dus à l'irradiation ionique après un recuit à 600°C. Cela démontre donc une meilleure stabilité



**Fig. 1.27** : Courbes de temps de relaxation de la saturation d'absorption après recuit en fonction du temps de relaxation avant recuit pour l'irradiation  $Au^+$ .

thermique des défauts introduits par l'irradiation  $Au^+$ . Il est vrai que les concentrations de défauts initiales ne sont pas tout à fait équivalentes pour les deux types d'ions car les échantillons irradiés par les ions or ont des temps de relaxation avant recuit inférieurs à ceux irradiés par les protons. Cependant, pour des temps de capture avant recuit se trouvant dans la gamme de 1 à 10 picosecondes, la comparaison est possible et montre bien une différence entre les deux types d'irradiation après un recuit à 600°C. Cette différence de stabilité thermique traduit la différence de morphologie des défauts en fonction de l'ion utilisé pour l'irradiation. En effet, on a vu dans la partie précédente que l'irradiation aux protons introduit majoritairement des défauts ponctuels contrairement à l'irradiation avec les ions or qui introduit des agglomérats de défauts. Ces agglomérats sont supposés être plus stables thermiquement que des défauts ponctuels ce qui est bien vérifié expérimentalement.

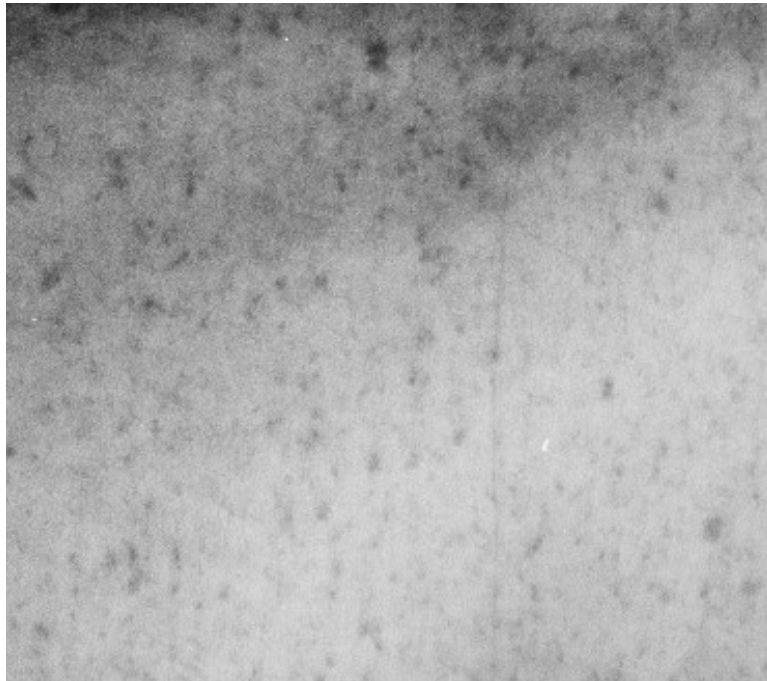
La figure 1.28 représente les évolutions de  $N_d(T)/n_0$  déduites du modèle de recombinaison 1.14 de défauts complémentaires (courbes continues et pointillées) et les mesures de temps de capture pour une dose  $Au^+$  de  $10^{11}$  ions/cm<sup>2</sup>. Aucun accord satisfaisant



**Fig. 1.28** : Evolution de la concentration de défauts normalisée en fonction de la température de recuit pour les échantillons irradiés aux ions or. Les courbes représentent les ajustements du modèle décrit par l'équation 1.14 aux données expérimentales pour des énergies d'activation de 0,27 eV et 0,6 eV.

n'est obtenu dans le cas de l'irradiation avec les ions or. La meilleure tentative ne passe pas par les barres d'erreurs associées aux résultats expérimentaux qui sont estimées à 5 % . Un modèle plus rigoureux devrait faire intervenir la probabilité d'échappement à la recombinaison[23] mais le but de ce premier modèle était surtout d'obtenir un comportement significatif en fonction du type d'irradiation plutôt que des données quantitatives. Il semblerait qu'un processus avec deux énergies d'activation distinctes est mis en jeu.

Des cinétiques de recuit différentes sont donc impliquées pour les deux types d'irradiation. Le comportement thermique des échantillons irradiés Au<sup>+</sup> semble suivre deux tendances. A basses températures (inférieures ou égales à 480K), les évolutions des concentrations de défauts sont les mêmes pour les deux types d'irradiation avec une énergie d'activation d'environ 0,27 eV. Pour les températures de recuit plus grandes (à partir de 680K), un deuxième processus de recombinaison, avec une énergie d'activation plus grande (environ 0,6 eV), s'additionne au premier. Afin de confirmer la présence de défauts après



**Fig. 1.29 :** Image TEM d'une couche d'InGaAs irradiée  $Au^+$  à une dose de  $10^{12}$  ions/cm<sup>2</sup> et recuite à 600° C pendant 60 secondes

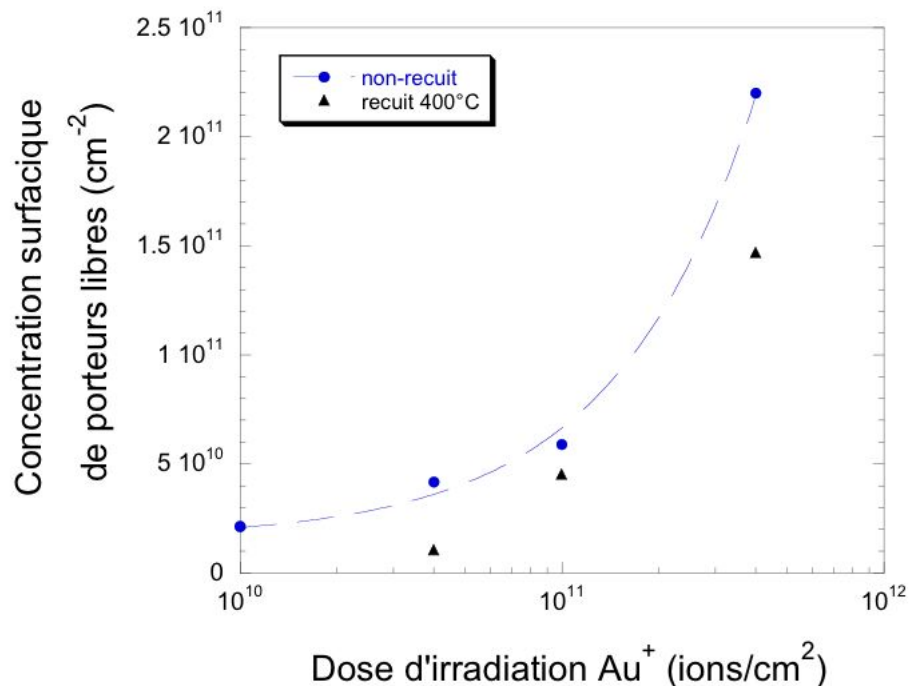
un recuit à 600°C, des images TEM de couches d'InGaAs irradiées puis recuites ont été effectuées. La micrographie représentée sur la figure 1.29 effectuée sur microscope TEM (en dark field 002) montre une couche d'InGaAs irradiée par des ions or à une dose de  $10^{12}$  ions/cm<sup>2</sup> et recuite à 880K. Ces images sont semblables à celles observées sur la figure 1.6 car nous pouvons toujours y distinguer des champs de contraintes. Ceux-ci démontrent la persistance d'agrégats de défauts dans le cas de l'irradiation avec les ions or après un recuit à 600°C. Cela confirme le fait que les agglomérats de défauts sont plus stables thermiquement que les défauts ponctuels. De plus, on peut voir que la densité d'agglomérats a diminuée et est estimée à  $2,2 \times 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>, ce qui indique qu'une partie des défauts a été guérie.

Les défauts introduits par l'irradiation  $Au^+$  sont donc plus stables thermiquement, dû au fait de leur répartition sous forme d'agrégats de défauts. Dans le cas de l'irradiation avec des protons, l'évolution de la concentration de défauts avec la température de recuit est très bien décrite par un modèle simple basé sur la recombinaison de paires de Frenkel ce qui renforce l'hypothèse d'une telle répartition de défauts pour cette irradiation. Les échantillons irradiés par les ions or présentent des défauts plus stables thermiquement

que les échantillons irradiés par les protons. Nous nous sommes en suite intéressé au comportement électrique de couches comportant de tels défauts.

#### 1.4.2 Mesures électriques de couches d'InGaAs irradiées par des ions Au<sup>+</sup>

L'évolution de la concentration surfacique de porteurs libres en fonction de la dose d'irradiation d'ions or est représentée sur la figure 1.30 pour des échantillons non-recuits et recuits à 400°C.



**Fig. 1.30** : Mesures de la concentration de porteurs libres en fonction de la dose d'irradiation pour l'irradiation Au<sup>+</sup> pour des échantillons non-recuits et recuit à 400°C. La ligne discontinue représente une régression linéaire de la concentration de porteurs libres en fonction de la dose d'irradiation mesurée pour les échantillons irradiés Au<sup>+</sup>.

La différence avec l'irradiation H<sup>+</sup> est flagrante. La concentration de porteurs libres est proportionnelle à la dose d'irradiation. Pour l'irradiation Au<sup>+</sup>, la concentration de porteurs libres augmente proportionnellement à la dose d'irradiation ce qui sous-entend que l'irradiation avec les ions or introduit plus de défauts ionisés donneurs que de défauts ionisés accepteurs. Dans ce cas, cette dépendance de la concentration des porteurs libres à la dose d'irradiation est attribuée au fait que l'irradiation par les ions lourds n'introduit

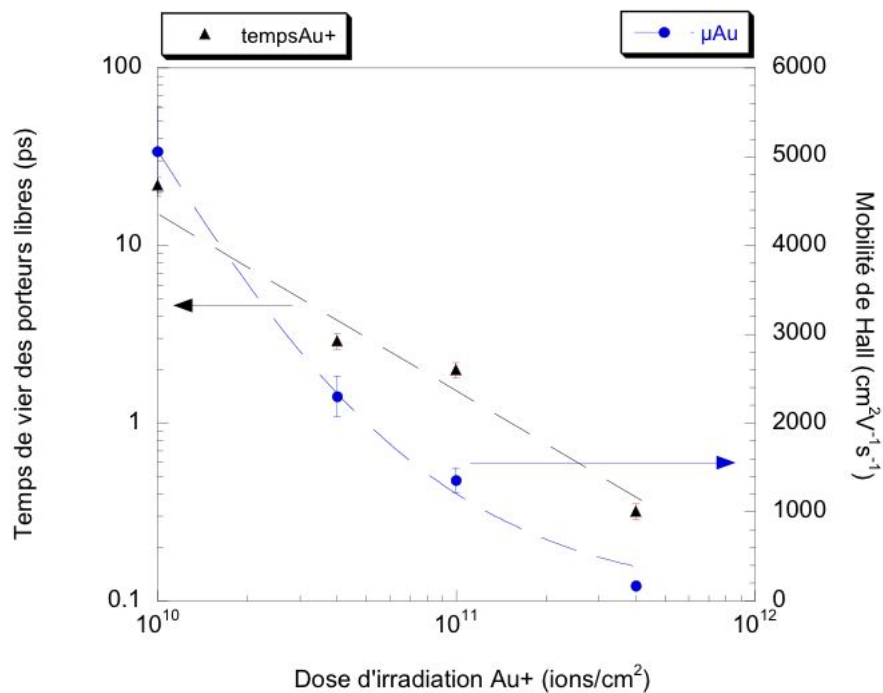


pas uniquement des déplacements primaires, comme dans le cas de l'irradiation par des ions légers. En effet, comme nous l'avons vu sur la figure 1.6, des déplacements secondaires ont lieu donnant naissance à des agglomérats de défauts. Ces agglomérats sont des structures complexes dont il est *a priori* difficile de connaître l'état de charge.

Sur la figure 1.30, nous pouvons aussi voir l'évolution de la concentration de porteurs libres en fonction de la dose d'irradiation pour des échantillons irradiés avec des ions or et recuits à 400°C. Dans le cas de l'irradiation avec les ions or, l'évolution de la concentration de porteurs libres est la même que pour les échantillons non-recuits. C'est-à-dire que la concentration d'électrons est proportionnelle à la dose d'irradiation. Même après recuit à 400°C, la concentration de défauts donneurs ionisés est supérieure à la concentration de défauts accepteurs ionisés. En comparaison à l'irradiation  $H^+$ , cela indique que l'irradiation avec les ions or n'introduit pas de défauts donneurs peu profonds sinon ils disparaîtraient avec le recuit à 400°C et donc la concentration de porteurs libres changeraient. Le fait que l'irradiation avec les ions lourds n'introduise pas de défauts donneurs peu profonds s'explique par la création d'agrégats de défauts dans ce type d'irradiation. Ces agrégats de défauts sont supposés être l'agglomération de défauts ponctuels et présentent une plus grande stabilité thermique comme nous l'avons vu précédemment et du même coup une énergie d'activation plus grande. Cette plus grande énergie d'activation se traduit par un niveau d'énergie plus profond dans le gap. La concentration surfacique de porteurs libres augmente avec la dose d'irradiation mais, même pour un échantillon irradié à une dose  $Au^+$  de  $4.10^{11}$  ions/cm<sup>2</sup>, n'excède pas  $1,5.10^{11}$  cm<sup>-2</sup>.

Pour l'irradiation avec des ions or, l'irradiation ne modifie que légèrement la concentration de porteurs libres et la variation de celle-ci ne dépasse pas une décade de la valeur originelle. Des mesures de mobilité ont ensuite été effectuées sur tous les échantillons irradiés et recuits.

Dans le cas de l'irradiation avec les ions or, des mesures d'effet Hall et de temps de capture ont été réalisées dans les mêmes conditions que pour les échantillons irradiés par les protons. Ces mesures sont représentées sur la figure 1.31. Dans ce cas aussi, le temps de relaxation de la saturation d'absorption est proportionnel à la dose d'irradiation ainsi que le décrit la loi de Schokley Read Hall. Le temps de capture varie d'une vingtaine de picosecondes à quelques centaines de femtosecondes. La mobilité, comme pour l'irradiation avec les protons, décroît avec la dose d'irradiation à cause de la diffusion des porteurs libres



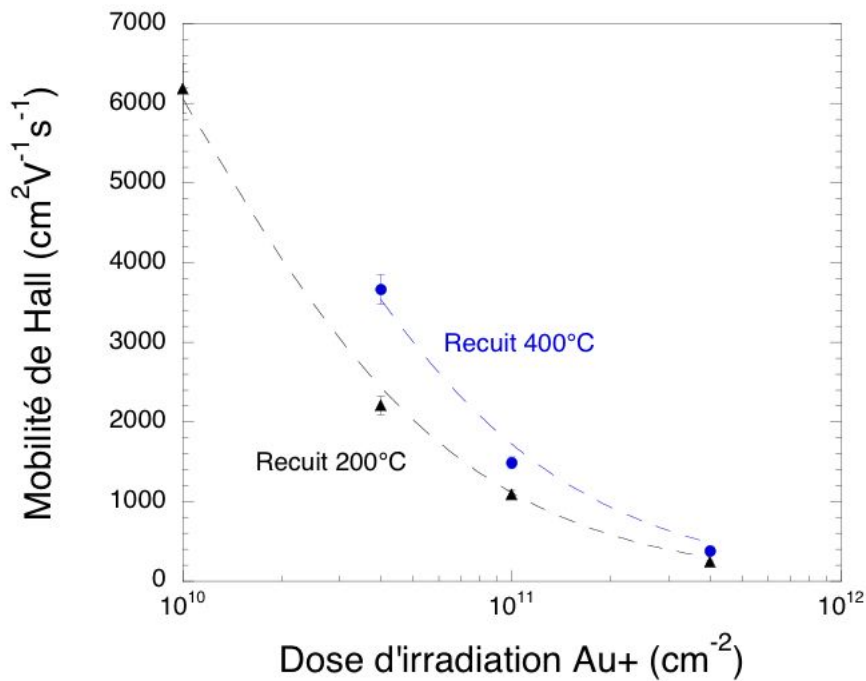
**Fig. 1.31** : Mesures de la mobilité et du temps de vie des porteurs libres en fonction de la dose d'irradiation Au<sup>+</sup>. La ligne discontinue noire représente la régression linéaire des mesures de temps de relaxation en fonction de la dose d'irradiation. La ligne discontinue bleue représente l'ajustement des mesures de mobilité avec le modèle décrit par l'équation 1.26.

sur les défauts. Cependant, lorsque nous utilisons le modèle décrit par l'équation 1.15 nous ne retrouvons pas la même tendance que pour l'irradiation avec les ions légers (voir figure 1.31). Dans le cas de l'irradiation avec les ions or, l'évolution de la mobilité n'est pas décrite uniquement par une loi de diffusion sur les centres ionisés car la diffusion sur les centres neutres ne peut pas être négligée. En effet, un bon accord entre modèle et valeurs expérimentales est trouvé pour le rapport entre  $\mu_i$  et  $\mu_N$  vaut environ 2. Cela indique que de nombreux défauts introduits par l'irradiation Au<sup>+</sup> sont des centres neutres.

Pour les deux types d'irradiation, la mobilité se dégrade avec l'augmentation de la concentration de défauts introduits dans la couche. Ces défauts jouent le rôle de centres diffusants pour les porteurs libres. La différence entre les deux types d'irradiation est que dans le cas de l'irradiation avec les ions légers la mobilité est régie par une loi de diffusion sur des paires de défauts alors que pour l'irradiation avec les ions lourds cette diffusion est associée à une combinaison de diffusion à la fois sur des centres neutres et sur des

centres ionisés.

Nous avons vu précédemment que la répartition spécifique des défauts introduits par l'irradiation  $H^+$  conduisait à une diminution de la mobilité après recuit dû à un changement de processus de diffusion des porteurs libres. Nous avons mesuré l'évolution de la mobilité pour des échantillons irradiés par des ions or pour différentes températures de recuit pour savoir l'influence des agrégats de défauts sur les mécanismes de conduction. En ce qui concerne, l'irradiation  $Au^+$ , on peut voir sur la figure 1.32 que l'évolution de la mobilité avec le recuit est différente. Cette fois, l'évolution est bien dans le sens attendu à savoir



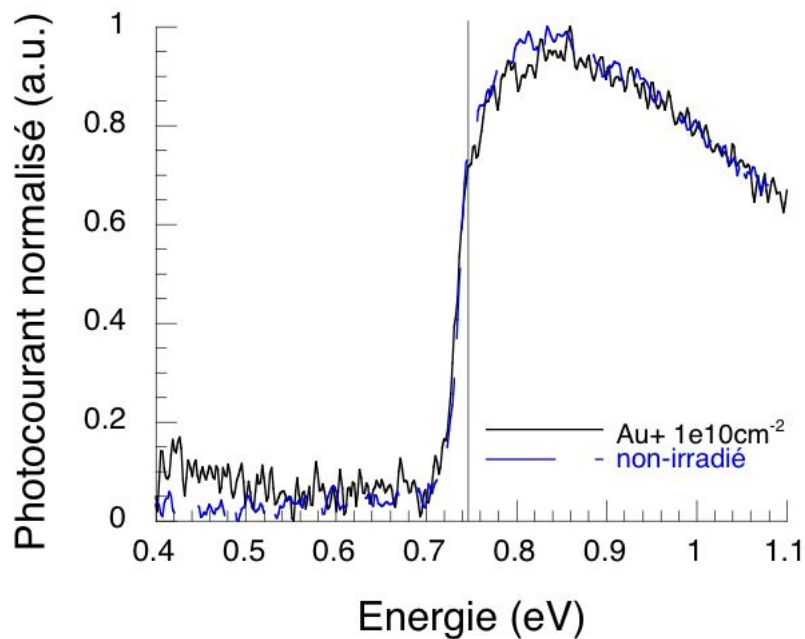
**Fig. 1.32** : Mesures de la mobilité de porteurs libres en fonction de la dose d'irradiation pour les échantillons irradiés  $Au^+$  et recuits à  $200^\circ C$  ou à  $400^\circ C$ . Les courbes en trait discontinu représentent l'ajustement par un modèle gouverné par la diffusion sur les centres ionisés et neutres.

que la mobilité augmente après recuit car la concentration de défauts diminue. En effet, dans ce cas, les défauts créés sont soit neutres soit ionisés comme le soulignent les densités linéiques obtenus pour l'ajustement des mesures pour les échantillons recuits à  $200^\circ C$  (voir figure 1.22). Comme nous avons vu que même après recuit à  $400^\circ C$ , les agglomérats étaient toujours présents dans la structure. L'ajustement des points expérimentaux obtenus sur

les échantillons recuits à 400°C indiquent que le comportement est essentiellement régi par une diffusion sur des centres neutres (la densité linéique de défauts ionisés devient négligeable). On peut donc en conclure que les agglomérats de défauts ne sont pas chargés et sont les principaux centres neutres de diffusion.

### 1.4.3 Spectres de photocourant pour couche irradiée Au<sup>+</sup>

Le spectre de photocourant normalisé de l'échantillon non-irradié est utilisé comme référence. Les spectres de l'échantillon irradié et le spectre de référence sont représentés sur le figure 1.33. L'échantillon est irradié Au<sup>+</sup> à une dose de  $10^{10}$  ions/cm<sup>2</sup>. Tous les échantillons irradiés choisis pour les mesures de photocourant ont des temps de relaxation de l'ordre de la vingtaine de picosecondes afin de pouvoir les comparer. Comme nous pouvons le voir sur le tableau récapitulatif 1.1 les temps de relaxation respectifs des échantillons sont équivalents.



**Fig. 1.33** : Spectres de photocourant de couches d'InGaAs irradiées pour différents échantillons.

Pour l'échantillon irradié par des ions Au<sup>+</sup>, le temps de capture est de 22 ps donc similaire aux échantillons irradiés par des protons son spectre de photocourant est

représenté sur la figure 1.23. Son spectre est similaire à l'échantillon de référence (l'échantillon non-irradié). Contrairement à celui irradié par des ions  $H^+$ , il n'y a pas de photocourant visible dans la bande interdite. L'absence de photoconduction sous 0,75 eV indique qu'il n'y a pas de conduction métallique. Les défauts neutres et ionisés créés par l'irradiation  $Au^+$  ne sont pas associés à des niveaux de défauts peu profonds propices à la création d'une queue de bande. Un faible photocourant semble apparaître aux alentours de 0,4 eV mais le bruit étant important, il est difficile d'en tirer des conclusions. Cela pourrait être dû aux niveaux d'énergie des agglomérats de défauts mais une étude plus poussée est nécessaire pour pouvoir conclure.

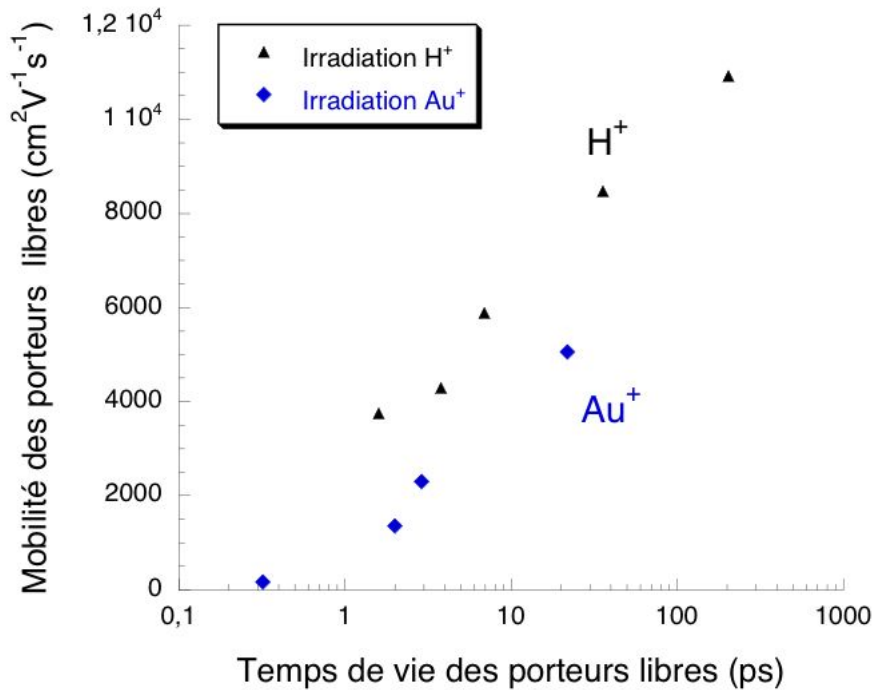
## 1.5 Utilisation d'une couche d'InGaAs irradiée par des ions comme couche active d'un photoconducteur rapide

Nous avons plus d'informations concernant la couche d'InGaAs irradiée par des ions  $H^+$  ou  $Au^+$ . Il a été démontré dans les paragraphes 1.3 et 1.4 que l'irradiation permettait d'obtenir des couches ayant des temps de vie de porteurs libres inférieurs à la picoseconde tout en préservant des mobilités correctes. L'utilisation de ces matériaux comme couches actives de photoconducteurs rapides est tout à fait envisageable. De plus, nous avons vu qu'un recuit à  $200^\circ C$  modifiait très légèrement les propriétés optiques et électriques des couches. C'est un avantage pour la réalisation technologique car cela permet d'irradier la couche avant ou après les étapes technologiques qui nécessitent un recuit sans modifier les propriétés induites par l'irradiation. Les caractéristiques principales d'un photoconducteur rapide sont :

1. Le temps de vie des porteurs libres car c'est le paramètre qui va déterminer la rapidité du composant.
2. La mobilité de la couche semiconductrice qui ne doit pas être trop dégradée pour permettre une bonne amplitude de signal.
3. La résistivité d'obscurité qui doit être importante pour ne pas avoir trop de courant d'obscurité.

Si l'on s'intéresse au comportement de couches d'InGaAs irradiées par des ions lorsqu'elles sont utilisées comme couches actives d'un photoconducteur, on peut déjà s'interroger sur l'évolution de la mobilité en fonction du temps de capture pour les deux types d'ions. Sur la figure 1.34 est représentée la mobilité des porteurs libres en fonction de leur durée de vie.

On voit clairement que les mobilités des couches, même pour des temps de vie inférieurs à la picoseconde, restent bonnes. Une légère différence entre les deux types d'irradiation est attribuée à la différence de répartition des défauts. Notamment, on distingue l'effet de saturation pour l'irradiation  $H^+$  que l'on avait décrite auparavant et qui n'existe pas, dans cette même gamme de temps de vie, pour l'irradiation  $Au^+$ . Ceci est peut-être la conséquence de la distribution en agrégats des défauts introduits par les ions or. En effet, contrairement à l'irradiation avec des protons dont les défauts sont répartis par

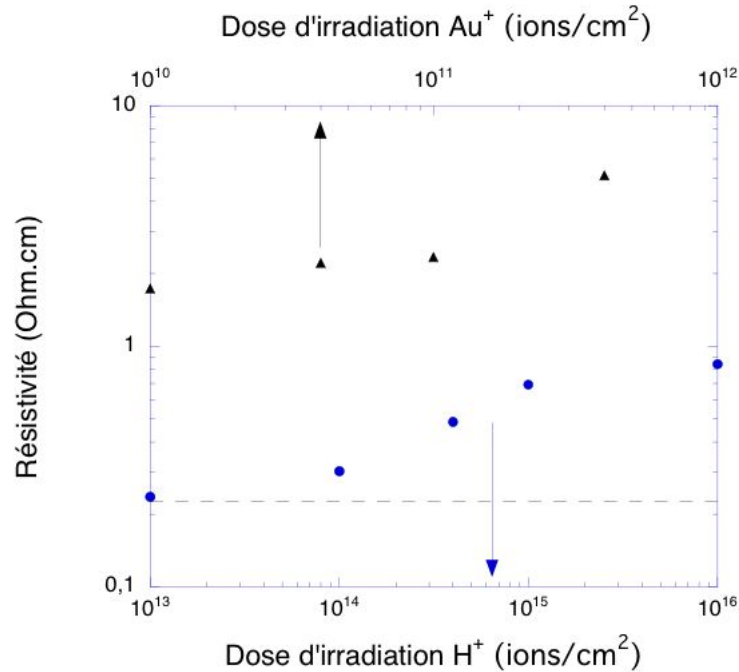


**Fig. 1.34 :** Mobilités des porteurs libres en fonction de leur temps de vie dans des couches irradiées par des ions  $H^+$  ou  $Au^+$ .

paires mais de façon homogène dans la couche, les défauts introduits par l'irradiation  $Au^+$  se condensent sous forme d'agrégats et donc *a priori* laissent un espace entre deux agrégats plus important que la distance entre deux paires de défauts. De ce fait, lorsque l'irradiation  $H^+$  atteint un seuil de saturation de l'absorption, l'irradiation  $Au^+$  est encore susceptible de créer des défauts puisque la probabilité pour qu'un ion déplace un atome du réseau plutôt qu'un atome déjà déplacé est toujours importante. Dans certains cas, un compromis  $\mu/\tau$  peut être obtenu grâce à un recuit thermique. Comme nous l'avons vu précédemment avec l'étude en fonction du recuit, il n'est pas très facile de déterminer un optimum puisque plusieurs processus sont en compétition. Dans le cas de l'irradiation  $H^+$ , à cause de la disparition des paires de défauts, le temps de vie et la mobilité des porteurs libres évoluent de la même façon donc le recuit est inutile. En ce qui concerne l'irradiation  $Au^+$ , la mobilité est bien restaurée grâce au recuit alors que le temps de vie augmente. Les courbes après recuit ou sans recuit sont similaires et avec l'incertitude sur l'irradiation cumulée à celle due au recuit, il est difficile de trouver un point optimum. Même si le contrôle de la guérison par le recuit n'est pas très précis surtout dans un four à recuit rapide comme celui que nous avons utilisé, le recuit peut être vu comme un moyen

d'ajustement post-irradiation mais dans notre cas pas pour optimiser.

Pour l'application de photoconduction, la résistivité de la couche est une grandeur importante puisque c'est elle qui régit le comportement du composant. Sur la figure 1.35 est représentée la résistivité des couches irradiées en fonction de la dose d'irradiation pour les deux types d'ions. On peut voir que pour les deux types d'ions, la résistivité est toujours



**Fig. 1.35 :** Résistivité des couches en fonction de la dose d'irradiation pour les deux types d'ions. La courbe discontinue représente la valeur de la résistivité pour une couche d'InGaAs non-irradiée.

supérieure à la résistivité de la couche non-irradiée (représentée par la ligne en pointillé sur la figure 1.35). Ceci est principalement dû au fait que la concentration de porteurs libres varie peu alors que la mobilité diminue. Ce résultat est un élément important dans la réalisation d'un photoconducteur car plus la résistivité d'obscurité sera importante et plus le courant d'obscurité sera faible. Or pour un détecteur le courant d'obscurité est un facteur limitant pour obtenir un rapport signal sur bruit. D'ailleurs en se penchant de plus près sur la formule du rapport signal sur bruit [29] :

$$S/B = \frac{i_S}{i_B} = \frac{\mathcal{R}P_{inc}}{\sqrt{4qgI_0\Delta\nu}} \quad (1.27)$$



où  $i_S$  et  $i_B$  sont respectivement les courants associés au signal et au bruit,  $\mathcal{R}$  et la réponse du photoconducteur,  $P_{inc}$  la puissance incidente,  $q$  la valeur absolue de la charge de l'électron,  $g$  le gain de photoconduction,  $I_0$  le courant d'obscurité et  $\Delta\nu$  la bande de fréquence d'intégration électronique. On s'aperçoit que le rapport signal sur bruit est surtout dégradé par la chute de la mobilité si on considère seulement la variation de mobilité et de temps de vie des porteurs libres (donc du coup aussi le courant d'obscurité). Cette constatation nous réconforte dans l'utilisation des couches d'InGaAs irradiées car les mobilités des porteurs sont toujours acceptables même pour des temps inférieurs à 1 picoseconde.

## 1.6 Conclusions

Une étude des propriétés électriques et optiques des couches d'InGaAs irradiées par des ions lourds ou légers a été menée. Le recoupement d'images TEM et de mesures de temps de vie des porteurs libres, de mobilité, de concentration et de photocourant a permis de différencier les deux types d'irradiation et d'améliorer la connaissance des défauts introduits. Les images TEM ont démontré deux répartitions très différentes selon la masse de l'ion utilisé. Pour l'irradiation avec les ions or, les défauts sont répartis sous forme d'agglomérats alors que pour l'irradiation avec les protons les défauts sont ponctuels et répartis de manière homogène. Les défauts ponctuels dans le cas de l'irradiation aux protons sont en fait des paires de défauts. Dans les deux types d'irradiation, des temps de vie des porteurs libres très courts sont obtenus. La mobilité des porteurs libres est légèrement dégradée et leur concentration varie peu. La mobilité est gouvernée par une loi de diffusion sur des paires de défauts dans le cas de l'irradiation  $H^+$  alors que c'est une combinaison de diffusion sur des défauts neutres et ionisés qui permet de décrire la mobilité des porteurs pour une couche irradiée par des ions  $Au^+$ . L'évolution de la répartition en paires de défauts des échantillons irradiés  $H^+$  est bien décrite par le modèle de diffusion sur des paires de Frenkel. La conduction métallique observée pour ce type d'échantillons révèle que la queue d'Urbach est associée aux défauts appariés puisqu'elle disparaît après recuit à  $400^\circ C$ . Des défauts plus stables sont toujours présents après un tel recuit puisque les couches présentent encore un temps de capture court.

Les couches d'InGaAs irradiées ont montré des temps de vie des porteurs libres pouvant descendre jusqu'à des valeurs sub-picosecondes tout en préservant de bonnes propriétés électriques. De telles couches peuvent être utilisées pour la réalisation de composants basés sur des couches dites à temps de vie courts. Nous verrons dans le chapitre suivant les caractéristiques de photoconducteurs dont les couches actives sont des couches d'InGaAs irradiées par des ions.

# Bibliographie

- [1] E. Lugagne, J. L. Oudar, N. Bouché, R. Raj, A. Shen, N. Stelmakh, and J. M. Lourtioz. "Ultrafast excitonic saturable absorption in ion-implanted InGaAs/InAlAs multiple quantum wells". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **72** :p. 759, 1998.
- [2] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark. "*The Stopping and Range of Ions in Solids*". Pergamon, New York, USA, 1985.
- [3] G. Dearnaley, J. H. Freeman, R. S. Nelson, and J. Stephen. "*Ion implantation*". North Holland Publishing, 1973.
- [4] G. Molière. *Ziest. f. Nat.*, vol. **20** :p. 133, 1947.
- [5] J. Lindhard, M. Scharff, and H. E. Schiott. "Range concepts and heavy ion ranges". *Mat. Phys. Medd.*, vol. **33** :p. 14, 1963.
- [6] J. P. Biersack and L. G. Haggmark. "A Monte Carlo computed program for the transport of energetic ions in amorphous targets". *Nucl. Instrum. Methods*, vol. **174** :p. 257, 1980.
- [7] D. Pons and J. C. Bourgoin. "Irradiated-induced defects in GaAs". *J. Phys. C : Solid States Phys.*, vol. **18** :p. 3839, 1985.
- [8] M. Mikou, R. Carin, P. Bogdanski, and P. Marie. "Swift heavy ion induced defect study in epitaxial n-type GaAs from *in situ* hall effect measurements". *J. Phys. III*, vol. **7** :p. 1661, 1997.
- [9] R. L. Fleisher, P. B. Price, and R. M. Walker. "*Nuclear Tracks in Solids, Principles and Applications*". University of California Press, Berkeley and Los Angeles, USA, 1975.
- [10] M. Toutlemonde, C. Dufour, and E. Paumier. "Transient thermal process after a high-energy heavy-ion irradiation of amorphous metals and semiconductors". *Phys. Rev. B*, vol. **46** :p. 14362, 1992.

- 
- [11] G. H. Kinchin and R. S. Pease. "The displacement of atoms in solids by radiation". *Rep. Progr. Phys.*, vol. **418** :p. 2, 1955.
- [12] E. P. Ippen and C. V. Shank. "*Techniques for measurement*", *Ultrashort Ligth Pulses*. Springer Verlag, New York, USA, ??
- [13] K. Seeger. "*Semiconductor Physics*". Springer-Verlag, New York, Wien, 1973.
- [14] L. J. Van Der Pauw. *Philips Techn. Rdsch.*, vol. **20**, 1958.
- [15] Pierre Langot. "*Etude femtoseconde de la thermalisation des porteurs libres dans l'arséniure de gallium*". PhD thesis, Ecole polytechnique, jul 1996.
- [16] H. Haug and S. W. Koch. "*Quantum Theory of the Optical and Electronic properties of Semiconductors*". World Scientific, 1993.
- [17] W. Z. Lin, R. W. Schoenlein, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen. "Femtosecond absorption saturation studies of hot carriers in GaAs and AlGaAs". *IEEE J. Quantum Electr.*, vol. **24** :p. 267, 1988.
- [18] R. J. Elliot. "Intensity of optical absorption by excitons". *Phys.Rev.*, vol. **108** :p. 1384, 1957.
- [19] C. Jagadish, H. H. Tan, A. Krotkus, S. Marvinkevicius, K. P. Korona, and M. Kaminska. "Ultrafast carrier trapping in high energy ion implanted gallium arsenide". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **68** :p. 2225, 1996.
- [20] A. B. Zhuravlev, V. A. Marushchak, E. L. Portno'i, N. M. Stelmakh, and A. N. Titkov. "Lifetime of nonequilibrium in p-type GaAs irradiated with oxygen ions". *Sov. Phys. Semicond.*, vol. **22** :p. 217, 1988.
- [21] S. Loualiche, A. Gaunneau, A. LeCorre, D. Lecrosnier, and H. L'Haridon. "Residual defect center in GaInAs/InP films grown by molecular beam epitaxy". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **51** :p. 1361, 1987.
- [22] N. A. Poklonski, S. A. Vyrko, V. I. Yatskevich, and A. A. Kocherzhenko. "A semi-classical approach to coulomb scattering of conduction electrons on ionized impurities in nondegenerate semiconductors". *J. Appl. Phys.*, vol. **93** :p. 9749, 2003.
- [23] J. Bourgoin and M. Lannoo. "*Point defects in semiconductors II*". Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, USA, 1983.
- [24] E. Conwell and V. F. Weisskopf. "Theory of impurity scattering in semiconductors". *Phys.Rev.*, vol. **77** :p. 388, 1950.

- [25] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. "*Quantum Mechanics*". Nauka, Moscow, Russia, 1989.
- [26] A. D. Boardman. "The theory of dipole scattering in semiconductors". *Proc. Phys. Soc.*, vol. **85** :p. 141, 1953.
- [27] F. Urbach. "The long-wavelength edge of photographic sensitivity and the electronic absorption of solids". *Phys. Rev.*, 92 :1324, 1953.
- [28] K. Khirouni, S. Alaya, J. Nagle, and J. C. Bourgoin. "Optical and electrical characterization of low temperature grown GaInAs". *Semicond. Sci. Technol.*, vol. **13** :p. 1031, 1998.
- [29] E. Rosencher and B. Vinter. "*Optoélectronique*". Masson S.A., Paris, France, 1998.

## Chapitre 2

# REALISATION D'UN PHOTOCONDUCTEUR ULTRA-RAPIDE A BASE D'UNE COUCHE D'InGaAs IRRADIEE

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'irradiation ionique permet d'obtenir des couches semiconductrices avec des temps de vie de porteurs libres inférieurs à la picoseconde. L'InGaAs irradié présente donc des caractéristiques prometteuses pour son insertion dans les composants optoélectroniques rapides. Nous avons ainsi réalisé des photoconducteurs avec une couche active en InGaAs irradié par des ions.

Notre objectif est de concevoir un générateur d'impulsions électriques courtes avec des amplitudes satisfaisantes. En effet, l'application visée étant le test de circuits au-delà de 80 Gbit/s, il faut que le déclenchement électrique soit inférieur à la picoseconde. Cela implique une durée d'impulsion électrique générée par le photoconducteur inférieure à la picoseconde.

Nous allons donc dans un premier temps définir la structure du composant en décrivant les couches qui le composent ainsi que la géométrie retenue pour ses électrodes. Dans un deuxième paragraphe, je vais présenter les résultats obtenus sur ces composants irradiés avec différentes doses d'irradiation. Ces résultats portent essentiellement sur la durée des

impulsions électriques générées puisque c'est ici la fonction demandée à ce composant mais aussi sur leur amplitude et d'autres caractéristiques propres. Ensuite, nous verrons les potentialités qu'offrent un tel composant ainsi que ses limites. Enfin, nous concluons sur ces performances et sur son intégration dans un banc d'échantillonnage électro-optique.

## 2.1 DEFINITION DU PHOTOCONDUCTEUR

### 2.1.1 Rappel sur le photoconducteur

La photoconduction traduit une variation de la conductivité d'un matériau sous illumination. Les matériaux photoconducteurs sont en effet capables de passer d'un état naturel semi-isolant, dans lequel ils possèdent très peu d'électrons libres en bande de conduction, à un état fortement conducteur lorsqu'ils sont illuminés. En l'absence d'éclairement, la conductivité d'un matériau  $\sigma_{obscurité}$  ( $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ ) dépend de la concentration des porteurs de charge  $n_0$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) (électrons) et  $p_0$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) (trous) présents à l'équilibre thermodynamique et a pour expression :

$$\sigma_{obscurité} = n_0 e \mu_n + p_0 e \mu_p = 1 / \rho_{obscurité} \quad (2.1)$$

avec  $\mu_n$  ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ) la mobilité des électrons,  $\mu_p$  ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ) la mobilité des trous et  $\rho_{obscurité}$  ( $\Omega\text{cm}$ ) la résistivité d'obscurité.

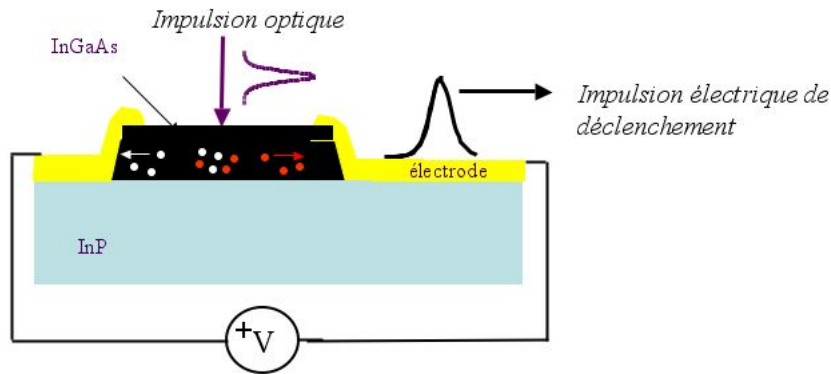
La mobilité est définie comme le rapport entre la vitesse moyenne de déplacement des porteurs et le champ électrique appliqué au matériau. Si l'on considère une excitation optique qui crée par absorption des électrons et des trous en concentrations  $\delta_n$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) et  $\delta_p$  ( $\text{cm}^{-3}$ ), la variation de la conductivité  $\Delta\sigma$  ( $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ ) qui en résulte est exprimée en sommant les contributions des électrons et des trous :

$$\Delta\sigma = \sigma_{éclairé} - \sigma_{obscurité} = (\delta_p e \mu_p + \delta_n e \mu_n) \quad (2.2)$$

L'illumination conduit donc à une augmentation de la conductivité du matériau. L'équation 2.2 montre, d'une part, qu'une mobilité importante des porteurs garantit une valeur élevée de la conductivité sous éclairage. Il apparaît, d'autre part, que la différence de conductivité entre l'état semi-isolant et l'état conducteur est d'autant plus marquée que la conductivité d'obscurité du matériau est faible. La mobilité des porteurs et la résistivité d'obscurité du matériau sont donc deux paramètres-clés qui interviennent dans la photoconduction.

Les composants qui utilisent cet effet sont appelés des photoconducteurs [1]. Un photoconducteur se compose de deux électrodes conductrices séparées par une couche isolante ou semiconductrice. Cette couche passe de l'état isolant à l'état conducteur sous excitation optique. En effet, le flux de photons génèrent des paires électrons trous par absorption interbande rendant ainsi le matériau conducteur (voir figure 2.1).





**Fig. 2.1** : Schéma du fonctionnement d'un photoconducteur.

La différence de potentiel appliquée entre les deux électrodes attirent respectivement les électrons photocréés vers l'électrode polarisée positivement et les trous vers l'électrode polarisée négativement. En illuminant la couche active du semi-conducteur par une impulsion optique, il est donc possible de créer une impulsion électrique. Trois étapes caractérisent le fonctionnement d'un photoconducteur :

- La création des porteurs par absorption de la lumière si les photons qui composent le faisceau optique incident ont une énergie supérieure à celle de la bande interdite du semi-conducteur ; le semi-conducteur voit alors sa conductivité augmenter.
- La naissance d'un photocourant entre les électrodes résultant de la mise en mouvement des charges photo-crées sous l'action du champ électrique.
- La disparition des porteurs, ceux-ci étant collectés par les électrodes ou se recombinant de manière radiative ou non-radiative ; la faible conductivité d'obscurité du photoconducteur est rétablie.

La durée de l'impulsion électrique est déterminée par plusieurs paramètres : la durée de l'impulsion optique, le temps de création des porteurs, le temps dû à la fréquence

de coupure RC du composant, le temps que mettent les porteurs à parcourir l'espace interélectrodes (temps de transit) et la durée de vie des porteurs libres dans la couche. La durée de l'impulsion électrique générée est bien souvent une combinaison de tous ces temps. Le temps de montée de l'impulsion est souvent très court car relié au temps de création des porteurs dans la couche semiconductrice. La création des porteurs par absorption dans un matériau semiconducteur est quasi-instantanée. Le temps de création peut être estimé à partir du principe d'incertitude d'Heisenberg entre temps et énergie :  $\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$ , où  $\Delta E$  (eV) représente l'énergie mise en jeu dans le phénomène et la durée de ce phénomène. La durée correspondant à une transition  $\Delta t$  (s) d'absorption bande à bande de 0,8 eV, soit une longueur d'onde de 1550 nm, est de l'ordre de quelques femtosecondes.

Le temps de décroissance de l'impulsion est déterminée par le temps d'évacuation des porteurs. L'évacuation des porteurs de la zone photoconductrice résulte soit de leur migration vers les électrodes, soit de leur recombinaison au sein même du matériau photoconducteur. Le temps d'évacuation est alors déterminé par le processus le plus court des deux processus évoqués. On parle alors de photoconducteurs limités par le temps de transit ou de photoconducteurs limités par le temps de vie.

Les porteurs libres, sous l'action du champ électrique, se déplacent vers l'électrode de polarité inverse. Si le temps de recombinaison des porteurs est très lent, ils sont massivement collectés aux électrodes et le temps d'évacuation des porteurs est limité par le temps qu'ils mettent pour arriver aux électrodes. On définit alors par temps de transit  $\tau_{transit}$  (s), le temps que met un porteur pour circuler d'une électrode à l'autre. Il est égal au rapport de la distance entre les électrodes  $d$  (cm) sur la vitesse moyenne des porteurs  $v$  (cm/s). La vitesse moyenne s'exprime en fonction de la tension  $U$  (volt) appliquée entre les électrodes par la relation  $v = \mu U/d$  et le temps de transit s'écrit alors :

$$\tau_{transit} = \frac{d^2}{\mu U} \quad (2.3)$$

La mobilité typique des électrons est d'environ  $12000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  à température ambiante dans les semi-conducteurs utilisés. Lorsqu'on applique une différence de potentiel de 1 volt, il faut réduire à moins du micron la distance entre les électrodes pour que le temps de transit des électrons soit inférieur à la picoseconde. Jusqu'à présent, les photoconducteurs limités par le temps de transit étaient moins rapides que ceux limités par les temps de vie, car il était difficile de réaliser technologiquement des petits espaces entre les électrodes.

Les progrès de la nanotechnologie permettent de nos jours de réaliser des espaces inter-électrodes à l'échelle nanométrique [2].

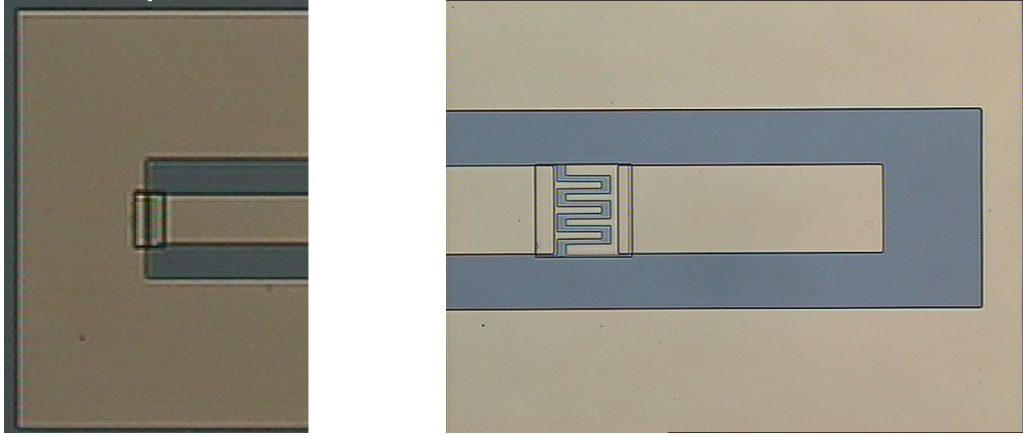
L'évacuation des porteurs par recombinaison est un processus lent dans les matériaux intrinsèques. Pour les semi-conducteurs III-V à gap direct, la recombinaison des paires électron-trou est essentiellement de nature radiative, donnant ainsi lieu à la création de photons, et les temps mis en jeu sont typiquement de quelques nanosecondes. Pour les matériaux à gap indirect (Si,Ge), les temps sont encore plus longs et atteignent quelques microsecondes. Afin de diminuer le temps de recombinaison des porteurs, une méthode connue est d'introduire des défauts dans les matériaux. Ces défauts, qui agissent soit comme des pièges en ne captant qu'un seul type de porteurs ou comme des centres de recombinaison en captant à la fois les électrons et les trous, permettent une évacuation efficace des charges. Afin de s'affranchir d'une réalisation technologique plus difficile à l'échelle nanométrique, nous nous sommes orientés vers la réalisation de photoconducteurs limités par le temps de vie.

L'amplitude de l'impulsion générée quant à elle est déterminée par la mobilité des porteurs libres de la couche active. La longueur d'onde télécoms implique une couche sensible à  $1,55 \mu\text{m}$ . Notre approche est d'utiliser une couche d'InGaAs irradiée par des ions car c'est un matériau dont l'absorption à  $1550 \text{ nm}$  correspond à la transition interbande et le temps de vie des porteurs libres peut être abaissé, comme nous l'avons vu précédemment, à des valeurs inférieures à la picoseconde.

### 2.1.2 Structure du photoconducteur

Les photoconducteurs que nous avons étudié possèdent une structure compatible avec la technologie des circuits télécoms sur InP. Ceux-ci se composent d'une couche d'InGaAs non-intentionnellement dopée de  $0,3 \mu\text{m}$  d'épaisseur épitaxiée sur une couche tampon d'InAlAs de  $200 \text{ nm}$  et sur un substrat d'InP semi-isolant (dopé fer). Les électrodes sont composées d'un alliage d'or :germanium puis prolongées de lignes coplanaires en or épais. Nous avons réalisé deux types de photoconducteurs : des photoconducteurs dits à fente simple et des photoconducteurs interdigités. Sur la figure 2.2, nous pouvons voir des photographies des deux types de photoconducteurs réalisés.

La différence principale entre ces deux types de photoconducteurs est essentiellement la



**Fig. 2.2** : Photographies prises au microscope optique des deux types de photoconducteurs réalisés. A gauche, un photoconducteur avec une fente simple de  $5\mu\text{m}$  et à droite un photoconducteur interdigité avec des doigts de  $4\mu\text{m}$  de large et un espace interélectrode de  $3\mu\text{m}$ .

sensibilité. En effet, du point de vue de la constante RC, le photoconducteur à fente simple possède une capacité plus faible mais celle-ci reste toujours faible pour les deux types de composant. En revanche, le photoconducteur interdigité présente une surface éclairée plus grande et donc une sensibilité bien meilleure. Pour obtenir un photoconducteur à fente simple aussi sensible il faudrait augmenter la distance inter-électrodes énormément ce qui aurait comme conséquence de dégrader la fréquence de coupure RC. La formule de la résistance du photoconducteur peut être calculée par la formule 2.4.

$$R(n, p) = \frac{l}{w} \frac{1}{dq(\mu_n n + \mu_p p)} \quad (2.4)$$

où  $d$  est l'épaisseur de la couche d'InGaAs,  $w$  est la largeur de la ligne signal,  $l$  est la distance inter-électrodes,  $q$  est la charge de l'électron,  $\mu_n$  et  $\mu_p$  sont respectivement les mobilités des électrons et des trous et  $n$  ( $p$ ) la concentration d'électrons (de trous) dans la couche semiconductrice.

Les valeurs des constantes RC calculées sont représentées dans le tableau 2.1 pour différentes longueurs de fente et d'espacement entre les doigts d'un motif interdigité. Les valeurs sont calculées pour un photoconducteur présentant des mobilités  $\mu_n$  et  $\mu_p$  respectivement de  $500$  et  $50 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ , c'est-à-dire pour une couche irradiée par des ions  $\text{Au}^+$  à une dose de  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  environ. La mobilité pour les trous est fixée car nous ne pouvons pas la mesurer, donc nous avons choisi de garder le même rapport entre  $\mu_n$  et  $\mu_p$  que celui du matériau non-irradié. Nous négligeons les variations possibles de  $\mu$  avec

Longueur inter-électrodes	$R_{on}$ ( $\Omega$ )	C (fF)	$\tau_{montée}=RC$ (ps)
$l_g=2 \mu\text{m}$	96	4,7	0,45
$l_g=5 \mu\text{m}$	240	3,1	0,74
$l_g=8 \mu\text{m}$	384	2,5	0,96
$l_g=10 \mu\text{m}$	480	2,1	1
$l_{inter}=2\mu\text{m}$	0,6	18,7	0,01
$l_{inter}=3\mu\text{m}$	2,5	14,3	0,35

**Tab. 2.1** : Tableau des constantes RC calculées des photoconducteurs pour différentes longueurs de fente et d'espacement interdigité.

l'augmentation de la concentration de porteurs libres due à l'éclairement de la couche. Les conditions d'éclairement sont choisies de telles que sorte que la concentration de porteurs photocréés soit égale à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Nous pouvons voir sur ce tableau récapitulatif que les photoconducteurs à fente simple ont bien une capacité plus faible que les photoconducteurs interdigités. Par contre, ceux-ci possèdent une résistance en régime d'éclairement ( $R_{on}$ ) tellement faible que la constante RC reste quasiment toujours négligeable dans les conditions d'éclairement dans lesquelles on se place. Dans notre cas, la constante RC ne sera donc pas le facteur limitant le temps de réponse de nos composants.

### 2.1.3 Irradiation ionique du photoconducteur

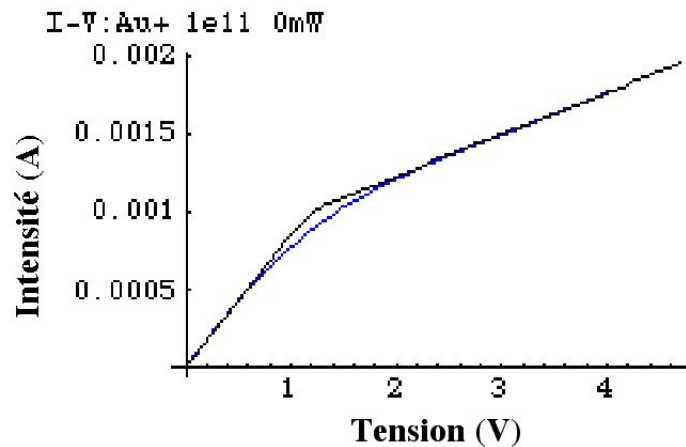
Les photoconducteurs, ayant la structure décrite précédemment, sont ensuite irradiés afin de diminuer le temps de vie des porteurs libres de la couche active. Comme pour les études matériaux, les photoconducteurs ont été irradiés par des protons ou par des ions or. De plus, une deuxième série de photoconducteurs a été effectuée. Cette deuxième série a permis d'ajuster le temps de vie pour l'irradiation  $\text{H}^+$  dont les temps étaient légèrement supérieurs à l'irradiation  $\text{Au}^+$ . Un autre type d'ion a aussi été utilisé dans la deuxième série à savoir le Brome. En effet, l'utilisation de cet ion doit aussi créer des agglomérats de défauts dans la couche active mais de façon moins extrême qu'avec les ions or. Nous ne présenterons pas dans ce travail de mesures concernant les propriétés matériau des couches d'InGaAs irradiées par des ions  $\text{Br}^+$ .

## 2.2 CARACTERISTIQUES OPTIQUES ET ELECTRIQUES DU PHOTOCONDUCTEUR EN REGIME STATIQUE

De nombreuses mesures ont été effectuées sur les photoconducteurs. Des mesures dites statiques, en obscurité ou sous éclairage continu, ont été réalisées.

### 2.2.1 Propriétés des photoconducteurs non-illuminés

Les photoconducteurs irradiés sont polarisés par une tension continue et le courant qu'ils délivrent est mesuré. Plusieurs paramètres interviennent sur la valeur du courant mesuré. Il dépend de la tension de polarisation, de la résistivité de la couche et des contacts métalliques. Le courant d'obscurité est représenté en fonction de la tension de polarisation sur la figure 2.3, pour un échantillon irradié aux ions  $Au^+$  à une dose de  $10^{11}$  ions/cm<sup>2</sup>. Les mesures de courant d'obscurité sont réalisées pour une puissance optique nulle.



**Fig. 2.3** : Courbe  $I(V)$  pour un photoconducteur irradié à une dose de  $10^{11}$   $Au^+$ /cm<sup>2</sup> en absence d'éclairage. La ligne noire représente l'ajustement par le modèle décrit par l'équation 4.3

Ce courant d'obscurité est notamment gênant pour des utilisations du photoconducteur comme détecteur puisque ce courant peut être considéré comme un bruit. La caractéristique courant-tension est ajustée par un modèle de courant traversant une jonc-

tion Schottky décrit dans l'annexe 1. Le courant est alors décrit par la combinaison d'un courant traversant une diode Schottky en direct et en inverse, plus le courant traversant le barreau semiconducteur. Le courant traversant une diode Schottky inverse est décrit par l'équation :

$$I_{n1} = SA_n^* T^2 \exp \frac{-q(\Delta\Phi_{n1} + \alpha_1 E_{m1})}{kT} \exp \frac{-q\Phi_n}{nkT} (1 - \exp \frac{-qV_1}{kT}) \quad (2.5)$$

où  $S$  est la surface du contact,  $A_n^*$  le coefficient effectif de Richardson,  $T$  la température,  $q$  la charge de l'électron,  $\Delta\Phi_{n1}$  la diminution de la barrière Schottky,  $\alpha_1$  le coefficient d'abaissement de la barrière intrinsèque,  $E_{m1}$  le champ électrique intrinsèque de la jonction,  $k$  la constante de Boltzman,  $n$  le facteur d'idéalité et  $V_1$  la tension appliquée au contact 1.

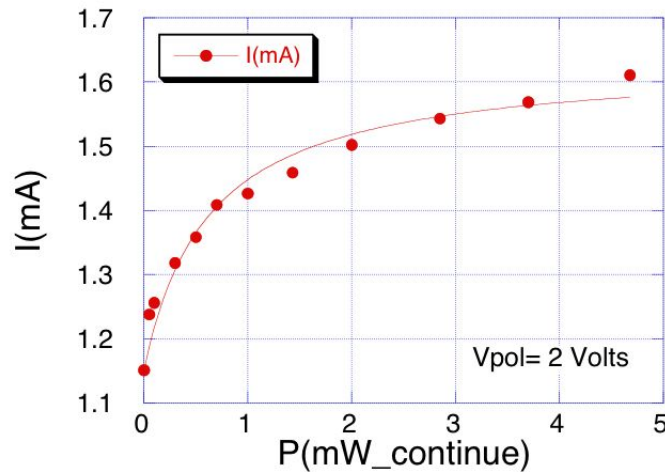
$$I = I_{n1} = I_{n2} = I_R; V = V_1 + V_2 + V_R \quad (2.6)$$

Nous pouvons voir sur la figure 2.3 ,la courbe noire représente le meilleur ajustement trouvé à partir du modèle décrit par l'équation 2.6. Dans cette mesure, nous ne mesurons pas uniquement l'évolution de la résistance d'obscurité de la couche d'InGaAs en fonction de l'irradiation mais aussi de l'évolution des contacts Schottky. Pour pouvoir les dissocier, il aurait fallu réaliser des mesures "TLM" (Transmission Line method) proposées par Schokley[3] et avoir ainsi accès à la résistance de contact de chaque échantillon. Malheureusement, ce type de mesure n'a pas été effectué pour ces échantillons mais est en cours sur d'autres plaques.

L'étude des caractéristiques courant-tension sous éclaircissement nul des photoconducteurs irradiés a mis en évidence un courant d'obscurité important pour les échantillons irradiés. Cependant, plus la dose d'irradiation est importante et plus la résistivité des couches est grande et donc plus le courant d'obscurité est faible. De plus, tous les photoconducteurs étudiés font parti d'une première série d'échantillons où de nombreux points peuvent être modifiés pour améliorer les caractéristiques des composants. Notamment, les contacts métalliques peuvent être optimisés, une couche antireflet peut être déposée pour minimiser la réflexion optique mais aussi pour passiver la couche active.

### 2.2.2 Propriétés du photoconducteur sous éclairnement

Ensuite, nous nous sommes intéressés au comportement du photoconducteur sous éclairnement. Des mesures en fonction de la puissance optique ont été effectuées, on peut les voir sur la figure 2.4. On voit un régime linéaire de l'intensité générée en fonction de



**Fig. 2.4** : Courbes  $I(P_{opt})$  pour un photoconducteur irradié par des ions  $Au^+$  à une dose de  $10^{11}$  ions / $cm^2$  et polarisé à 2 V.

la puissance optique d'excitation. A forte puissance optique apparaît une saturation du photocourant. A puissance nulle, on retrouve la valeur du courant d'obscurité de 1,15 mA pour une polarisation de 2 V. On retrouve ainsi une résistance d' environ 1740 ohms ce qui en appliquant la formule 2.4 nous permet d'estimer une mobilité des électrons à  $490 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ . Cette valeur est en accord avec la mobilité mesurée sur les couches d'InGaAs irradiées par les ions or à une dose de  $10^{11}$  ions/ $cm^2$ .

## 2.3 CARACTERISTIQUES OPTIQUES ET ELECTRIQUES DU PHOTOCONDUCTEUR EN REGIME DYNAMIQUE

Une fois les paramètres électriques statiques du photoconducteur déterminés, nous nous sommes intéressés au comportement dynamique du composant, à savoir sa réponse à un signal modulé en fréquence, obtenu par un montage hétérodyne. Une telle expérience



permet d'évaluer la bande passante optique du composant. Nous nous sommes aussi intéressé à la réponse temporelle des composants à une impulsion optique de courte durée. Deux moyens de mesures ont été utilisé pour étudier cette réponse : un oscilloscope à échantillonnage de bande passante 50 GHz et un banc d'échantillonnage électro-optique.

### 2.3.1 Mesures de la bande passante optique des photoconducteurs

La réponse fréquentielle du photoconducteur a été mesurée à l'aide d'un banc de mélange hétérodyne. Nous allons dans un premier temps décrire le banc expérimental et en quoi consiste la mesure. Dans un deuxième temps, nous allons décrire les mesures réalisées sur les photoconducteurs. Puis, nous analyserons les résultats de ces mesures et les renseignements qu'ils fournissent sur le fonctionnement du composant.

#### Description du banc expérimental et de la mesure

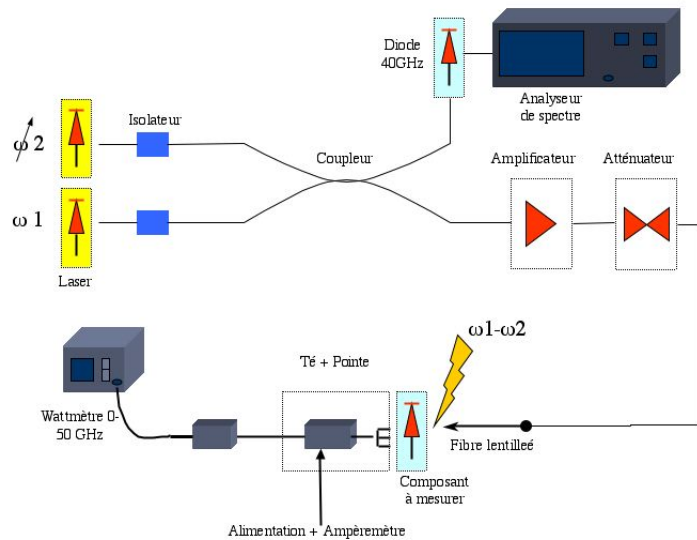
La mesure de la bande passante optique des composants a été réalisée dans le laboratoire Opto+ d'Alcatel avec la collaboration de Louis Giraudet. Le banc de mesure de bande passante est représenté sur la figure 2.5. Il est constitué de deux lasers monochromatiques, de champs électriques  $E_1$  et  $E_2$ , de longueur d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  suffisamment proches.

L'onde électromagnétique résultante est la somme des deux ondes électromagnétiques  $\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \cos(\omega_1 t)$  et  $\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \cos(\omega_2 t)$ . Le polariseur avant le coupleur permet d'ajuster les polarisations de façon à avoir  $\vec{E}_{01} // \vec{E}_{02}$ . Dans ce cas, après avoir réglé les lasers à la même puissance ( $E_{01} = E_{02} = E_0$ ), les ondes arrivent sur le composant à mesurer. Ce dernier, sensible au carré du champ, se comporte comme un mélangeur, avec lequel le signal devient :

$$E^2 = E_0^2 [\cos^2(\omega_1 t) + \cos^2(\omega_2 t) + \cos((\omega_2 - \omega_1)t) + \cos((\omega_2 + \omega_1)t)] \quad (2.7)$$

Au final, étant donné que la photodiode se comporte comme un filtre passe-bas, seuls le signal en  $\omega_2 - \omega_1$  et la composante continue peuvent être convertis en signaux électriques. La fréquence de battement  $\Delta f$  est :

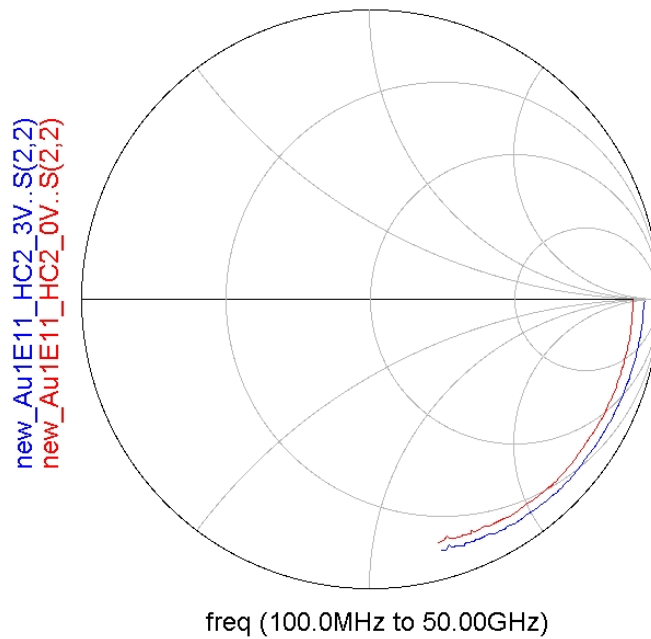
$$\Delta f = c \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \quad (2.8)$$



**Fig. 2.5** : Schéma descriptif du banc de mesures de bande passante.

La longueur d'onde d'un des lasers est fixée et celle du second peut varier de 1460 à 1600 nm, nous permettant d'obtenir un signal modulé grâce aux battements de ces deux sources sur une plage d'accordabilité de plusieurs centaines de gigahertz. A la sortie du coupleur, 50% du signal est envoyé sur une photodiode 50 GHz en série avec un analyseur de spectre électronique, donnant précisément la fréquence de battement. Le reste du signal est envoyé dans un amplificateur optique puis un atténuateur, tous les deux réglables, dans le but de fixer de manière précise la puissance optique incidente sur le composant. La polarisation du faisceau lumineux est ensuite ajustée par le biais d'un polariseur type "boucle de Lefèvre".

Le signal est envoyé sur le photoconducteur par l'intermédiaire d'une fibre lentillée montée sur un support movable. Le signal hyperfréquence photogénéré est extrait, depuis sa ligne d'accès coplanaire, avec une pointe hyperfréquence et un té de polarisation. Ce dernier permet d'appliquer une tension de polarisation et de découpler la composante modulée de la composante continue. Il faut remarquer que ce signal passe d'un composant d'impédance proche d'un circuit ouvert à un wattmètre théoriquement adapté 50 ohms, en transitant par une pointe hyperfréquence et un té de polarisation. Il apparaît des réflexions entre la photodiode et les plans de désadaptation d'impédance du système de mesure. Ces réflexions se traduisent par des oscillations observées sur le wattmètre. La puissance mesurée ne donne pas directement la bande passante du composant (mesurée à



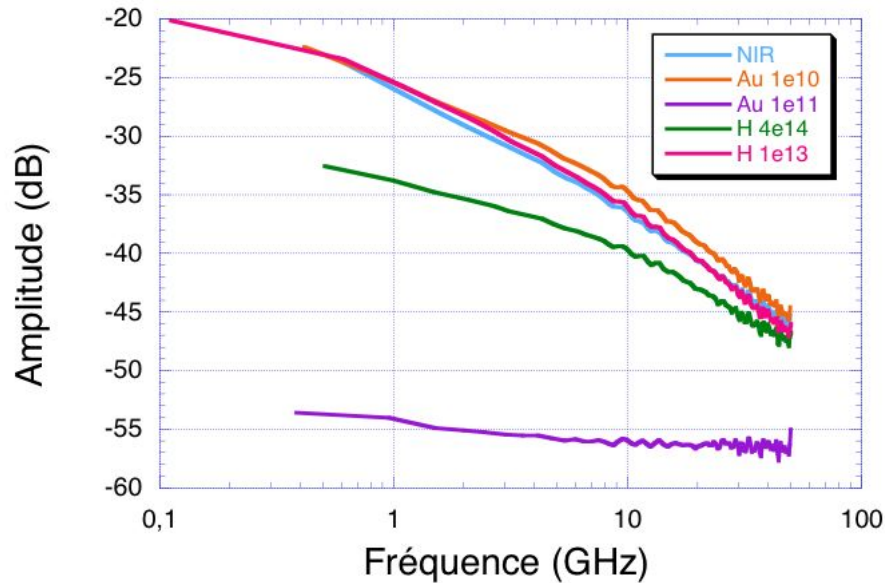
**Fig. 2.6 :** *Mesures des paramètres  $S_{22}$  du photoconducteur interdigité de distance inter-électrodes de  $3\mu\text{m}$  en fonction de la fréquence sous une polarisation de 0 et 3V (Abaque de Smith).*

une puissance optique et une tension de polarisation fixées), car cette mesure est réalisée dans le plan du wattmètre.

On se ramène dans le plan du photoconducteur par l'intermédiaire de corrections, à partir des paramètres S de la pointe hyperfréquence, du té de polarisation et du coefficient de réflexion du wattmètre et du photoconducteur (comme on peut le voir sur la figure 2.6).

### Mesures des bandes passantes optiques des photoconducteurs

Les mesures des bandes passantes optiques des divers photoconducteurs, effectuées sur le banc de mélange hétérodyne, sont représentées sur la figure 2.7. On peut voir que les réponses des photoconducteurs sont de type passe-bas pour tous les échantillons. Les mesures effectuées sur les photoconducteurs non-irradié, irradié par des ions  $\text{Au}^+$  à une dose de  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  et irradié par des ions  $\text{H}^+$   $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  ont un comportement identique (au niveau de signal près). Ceci est dû au fait que ces photoconducteurs sont



**Fig. 2.7 :** Mesures de bande passante optique des différents photoconducteurs pour une tension de polarisation de 2 V.

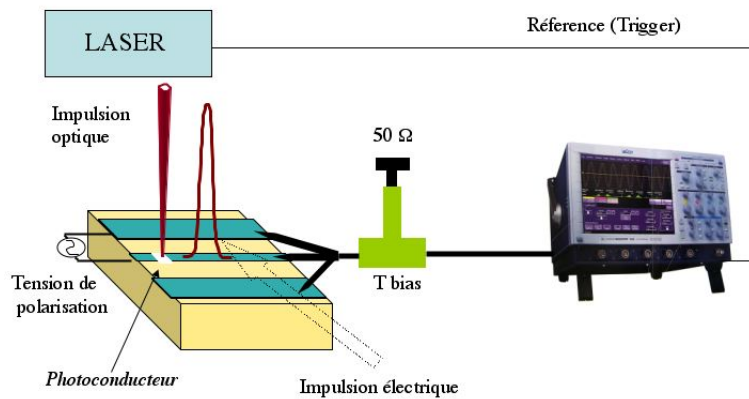
limités par le temps de transit qui est strictement identique pour les trois. Le fait qu'ils aient un temps de vie des porteurs libres différents n'intervient pas dans la réponse du composant. Tant que le temps de vie est bien inférieur au temps de transit, la bande passante du photoconducteur est complètement limitée par le temps de transit et donc la géométrie du composant. Au contraire, l'échantillon irradié  $H^+$  à une dose de  $4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  et l'échantillon irradié  $Au^+$  à une dose de  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (soit l'échantillon le plus irradié pour chaque type d'irradiation) montrent un comportement différent. En effet, pour ces échantillons le temps de vie des porteurs libres n'est plus négligeable par rapport au temps de transit. Du fait la réponse fréquentielle du photoconducteur évolue avec la dose d'irradiation lorsque le temps de vie des porteurs libres n'est plus négligeable par rapport au temps de transit. Le niveau de signal pour les deux échantillons les plus irradiés est beaucoup plus bas car leur résistivité est plus faible. En revanche, la décroissance du signal en fonction de la fréquence est beaucoup moins importante. La bande passante du photoconducteur irradié  $Au^+$  à une dose de  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  semblerait même tendre vers une pente nulle. Pour tous les échantillons mesurés, les pentes des courbes ne correspondent pas à une pente du premier ou du deuxième ordre. Les pentes sont probablement une

combinaison de plusieurs fréquences de coupure dues aux contacts métalliques, à la zone de charge d'espace due à l'interface air/semiconducteur ou autres phénomènes non pris en compte dans l'analyse.

### 2.3.2 Réponses temporelles des photoconducteurs mesurées par oscilloscope rapide

Dans un premier temps, les réponses temporelles des photoconducteurs sont étudiées grâce à un oscilloscope rapide à échantillonnage de bande passante 50 GHz. Cette bande passante ne permet pas d'observer des transitoires plus rapides que 7 ps.

#### Description de l'oscilloscope à échantillonnage et du dispositif expérimental



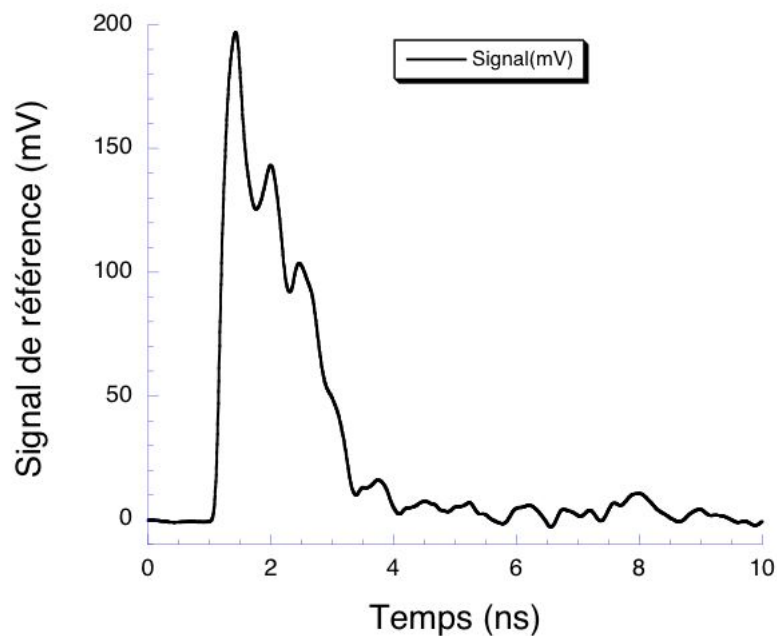
**Fig. 2.8** : Schéma descriptif de la mesure avec l'oscilloscope à échantillonnage.

Les oscilloscopes à échantillonnage utilisent habituellement des diodes[4] pour générer des transitoires courts. Les durées de ces impulsions (de l'ordre de la dizaine de picosecondes) limitent leur bande passante à environ 50 GHz (Agilent) dans notre cas. Même si la tête d'échantillonnage est rapide, la résolution temporelle est souvent limitée par la gigue (déclenchement). Des comparaisons entre les différents constructeurs d'oscilloscope à échantillonnage sont effectuées régulièrement[5, 6], 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[7]. Une alternative à l'utilisation de ces diodes est le recours à des lignes de transmission non-linéaires qui permettent de réaliser des circuits d'échantillonnage de plusieurs centaines de GHz. Une ligne de transmission non-linéaire (NLTL) permet la compression d'une impulsion électrique lors de sa propagation [8, 9].

Le montage de la mesure avec l'oscilloscope rapide à échantillonnage est représenté sur la figure 2.8. Le photoconducteur est relié à l'oscilloscope rapide via une sonde coplanaire hyperfréquence et un té de polarisation.

On polarise le photoconducteur soit via le té de polarisation soit via l'autre côté de la ligne coplanaire. Une fibre lentillée montée sur un support mobile permet d'illuminer le photoconducteur par les impulsions optiques provenant de la source fibrée décrite dans le chapitre précédent avec un diamètre de spot de l'ordre de  $5 \mu\text{m}$ . L'oscilloscope est synchronisé via la référence de la source optique impulsionnelle. Cette référence est représentée sur la figure 2.9, il s'agit d'une impulsion électrique, synchronisée avec la génération de la source optique, de durée 2,5 ns et d'amplitude de 200 mV. Le front montant du signal est



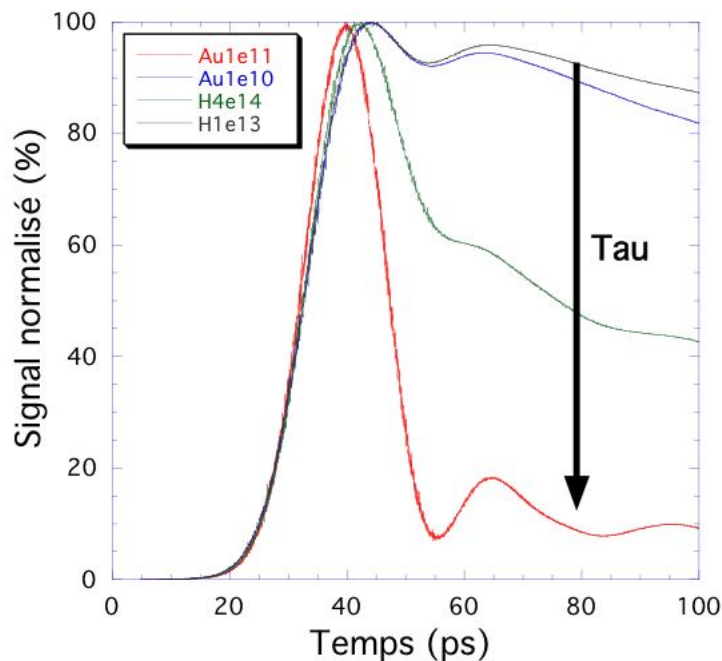
**Fig. 2.9** : Impulsion électrique de référence fournie par la source laser impulsionnelle.

très rapide et permet une bonne synchronisation.

### Mesures à l'oscilloscope rapide

Nous pouvons voir sur la figure 2.10, les réponses temporelles de tous les photoconducteurs pour une tension de polarisation de 2 Volts et une puissance optique fixe de 1 mW.

Le temps de montée de l'ensemble des échantillons mesurés est quasiment identique. Par contre, on voit très clairement l'influence de la durée de vie des porteurs sur la durée de l'impulsion électrique générée. Plus la dose d'irradiation est grande, plus la durée de vie des porteurs est courte et plus l'impulsion électrique générée est courte. Pour l'échantillon le plus irradié, à savoir le photoconducteur irradié par des ions or à une dose de  $10^{11}$   $\text{cm}^{-2}$ , le temps de vie des porteurs libres a été mesuré à 1 ps. La largeur à mi-hauteur de l'impulsion électrique qu'il génère est de 14 ps.

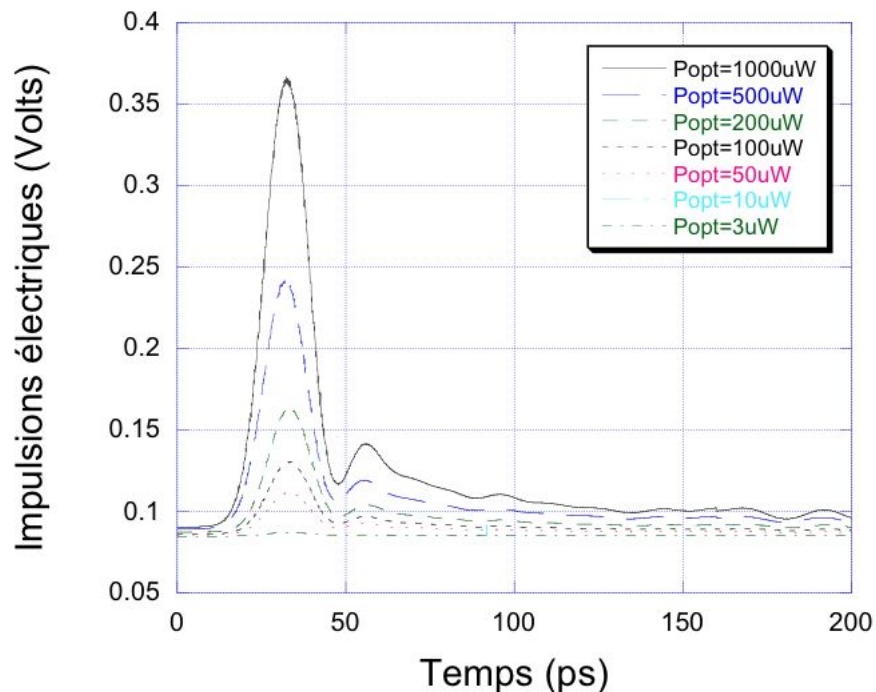


**Fig. 2.10** : Mesures des réponses temporelles des différents photoconducteurs pour une tension de polarisation de 2 V.

Cette valeur représente la limite de la mesure avec l'oscilloscope rapide car sa bande

passante de 50 GHz limite la mesure du temps de montée et du temps de descente à 7 ps à 90-10%. La plus courte impulsion électrique mesurable avec ce système fait donc 14 ps. De plus, l'aspect très symétrique de l'impulsion électrique générée montre qu'on est bien limité par l'appareil de mesure. On s'attend donc à ce que la durée de l'impulsion électrique générée soit plus courte pour cet échantillon.

Pour ce même échantillon nous avons effectué des mesures temporelles pour plusieurs puissances optiques incidentes. Nous pouvons voir sur le figure 2.11, l'évolution de la réponse temporelle du photoconducteur en fonction de la puissance optique incidente. L'amplitude de l'impulsion électrique générée dépend clairement de la puissance optique



**Fig. 2.11** : Mesures des réponses temporelles du photoconducteurs irradié à une dose de  $10^{11}$   $Au^+$ / $cm^2$  pour une tension de polarisation de 3 V et pour différentes puissances optiques.

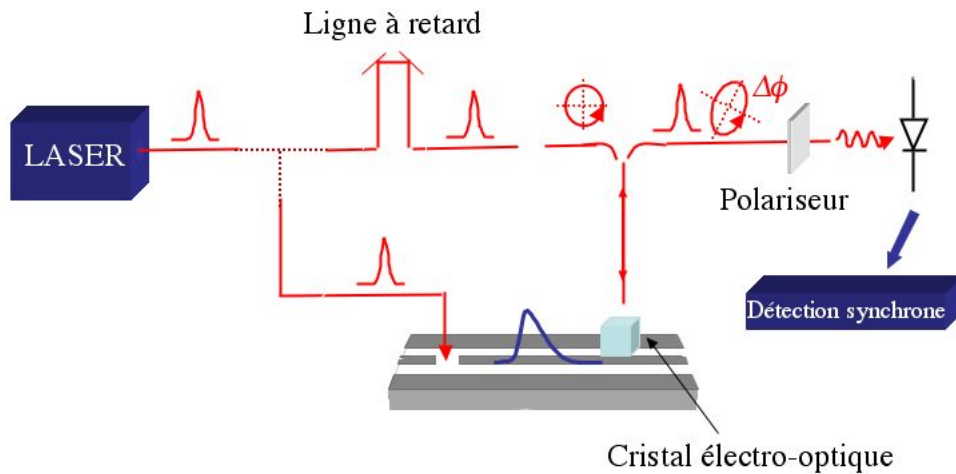
incidente et la largeur de l'impulsion reste toujours limitée par la résolution de l'appareil de mesure et ne semble pas varier avec la puissance optique. L'amplitude maximale est de 360 mV mais on peut s'attendre à avoir une amplitude plus importante car la bande passante limitée de l'appareil de mesure intègre le signal et donc minimise l'amplitude du signal mesuré.



Le photoconducteur irradié à une dose de  $10^{11} \text{Au}^+/\text{cm}^2$  génère des impulsions de 14 ps de largeur à mi-hauteur pour une amplitude de 0,36 V pour une polarisation de 3V. Ces caractéristiques sont très bonnes mais sont limitées par la résolution de l'appareil de mesure utilisé. Pour déterminer la réponse temporelle réelle d'un tel photoconducteur nous avons effectué des mesures temporelles ayant une plus grande résolution.

### 2.3.3 Réponses temporelles des photoconducteurs mesurées par échantillonnage électro-optique

Pour aller au-delà des limitations temporelles imposées par l'oscilloscope à échantillonnage, nous avons monté un banc d'échantillonnage électro-optique. Ce montage est en fait un montage préliminaire au banc d'échantillonnage électro-optique final qui sera montré dans un chapitre ultérieur. Des mesures de la dynamique des photoconducteurs avec une résolution de 2 ps ont été obtenues.



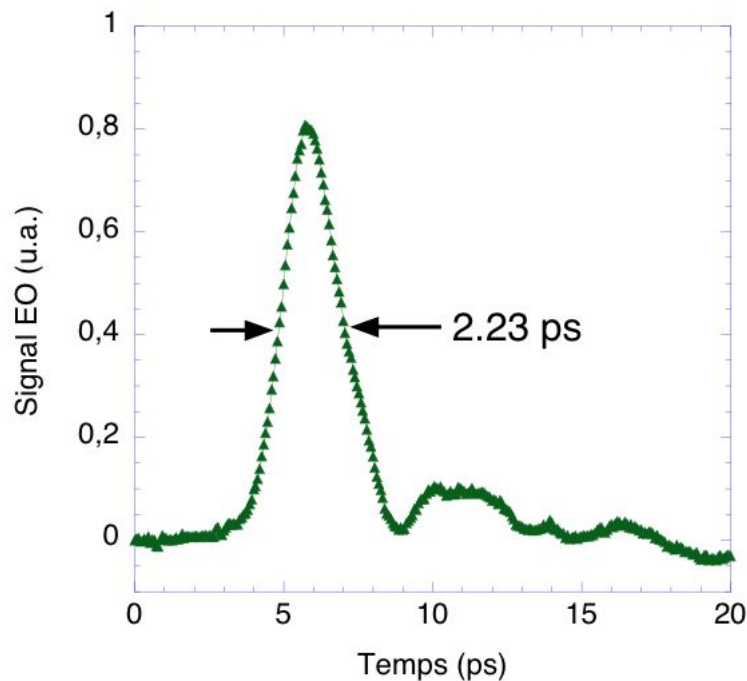
**Fig. 2.12** : Schéma descriptif du banc d'échantillonnage électro-optique.

Dans ce paragraphe, nous ne décrivons pas en détails toutes les subtilités d'une expérience d'échantillonnage électro-optique puisque c'est l'objet du chapitre 4. Pour caractériser

les réponses temporelles des photoconducteurs, un premier montage électro-optique a été réalisé (voir sur la figure 2.12).

Nous avons donc mesuré les réponses temporelles des photoconducteurs irradiés avec le banc d'échantillonnage électro-optique ainsi réalisé. Nous pouvons voir sur la figure 2.13 la réponse temporelle d'un photoconducteur interdigité irradié à une dose de  $10^{11}$   $\text{Au}^+/\text{cm}^2$ .

La puissance optique du faisceau incident est de l'ordre du milliwatt. Le faisceau de sonde est focalisé sur le photoconducteur avec une taille de spot de  $10 \mu\text{m}$ . L'impulsion électrique générée a une largeur à mi-hauteur de 2,2 ps avec une amplitude de 0,65 V pour une polarisation de 3 Volts. L'impulsion est légèrement asymétrique avec un temps de descente légèrement plus long que le temps de montée. Le temps de montée mesuré entre 10 et 90 % du maximum de l'impulsion est de 1,5 ps alors que le temps de descente est estimé à 2,1 ps. Les temps de montée et de descente incluent la réponse de l'ensemble

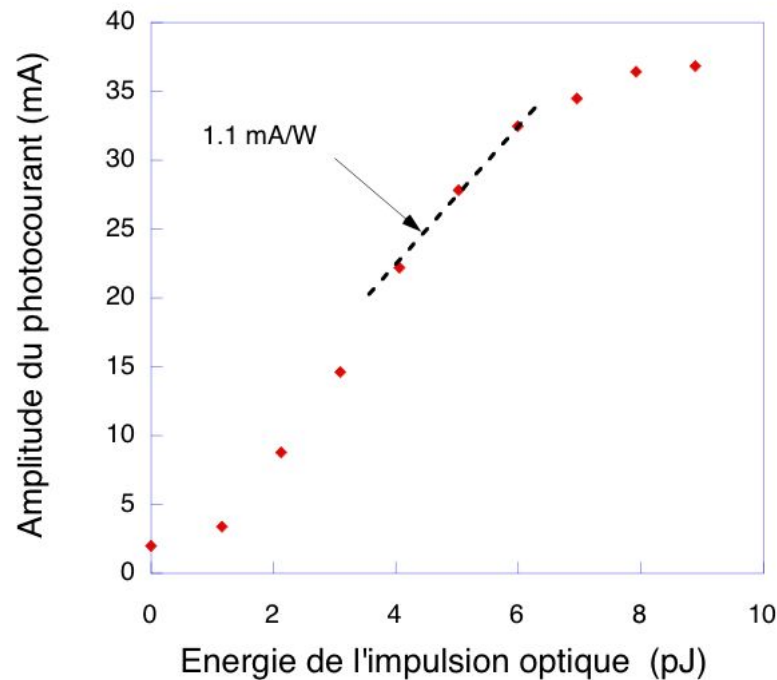


**Fig. 2.13 :** Impulsion électrique générée par un photoconducteur interdigité irradié par des ions  $\text{Au}^+$  à une dose de  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  et polarisé à 3 V.

de mesure électro-optique. Le front de montée de l'impulsion électrique est normalement principalement imité par le temps de montée RC du composant. Comme nous l'avons vu

précédemment, ce temps est calculé pour être toujours très inférieur à la picoseconde. Or le temps de montée apparent est limité à 1,5 ps. Ceci est dû à une limitation du temps de montée par notre ensemble de mesure. A partir du front de montée de l'impulsion électrique, nous pouvons estimer la réponse de l'ensemble de mesure en ajustant un profil gaussien au temps de montée. Le meilleur ajustement est trouvé pour une gaussienne de 0,84 ps de largeur à mi-hauteur. La contribution non-négligeable de l'ensemble électro-optique est due à la pénétration du champ électrique à l'intérieur du cristal de LiTaO<sub>3</sub>. Le temps de transit total de l'impulsion optique de sonde dans la région où le champ électrique est non nul est alors de 0,84 ps ce qui correspond à une longueur de pénétration du champ électrique de 58 μm à l'intérieur du cristal. La décroissance de l'impulsion électrique peut être considérée comme une convolution du profil gaussien lié à la partie expérimentale et à une exponentielle décroissante  $e^{-t/\tau}$  du temps de vie des porteurs libres décrit dans le chapitre précédent. Le meilleur ajustement de la convolution avec la courbe expérimentale donne une valeur de temps de vie des porteurs libres de 0,5 ps. Au-delà de 7 ps, la courbe expérimentale s'éloigne significativement du fit. Cette différence est attribuée à une réflexion électrique au niveau de la sonde coplanaire donnant lieu à l'élargissement de la forme de l'impulsion. Le meilleur ajustement donne donc une estimation du temps de vie des porteurs libres de 0,5 ps. Cette valeur est inférieure à la valeur de 0,9 ps mesurée à l'aide du banc pompe-sonde présenté dans le chapitre précédent. Cette différence peut être expliquée par une fluctuation de la dose d'irradiation sur les deux différents échantillons et aussi car la vitesse des porteurs libres est modifiée lorsqu'un champ électrique est appliqué dans la couche semiconductrice. Le temps de vie des porteurs libres est alors sûrement différent lorsque l'échantillon est polarisé ou pas car l'efficacité de capture dépend de la vitesse des porteurs libres. Il est important de noter qu'aucune trainée de l'impulsion électrique n'est visible dans la réponse du photoconducteur en InGaAs. Cette caractéristique est très prometteuse pour l'utilisation du photoconducteur dans les opérations à haut débit. Les petits rebonds localisés 5 ps après le pic principal sont aussi attribués à des réflexions électriques sur les sondes. Une transformée de Fourier rapide indique une bande passante à -3 dB de 120 GHz comme on peut le voir dans l'insère de la figure 2.13.

La réponse du photoconducteur a été étudiée en mesurant la dépendance du signal électro-optique avec la puissance du laser à 1,55 μm sous une polarisation continue de 3 Volts. La figure 2.14 montre le photocourant du pic de l'impulsion,  $I_{pic} = \frac{V_{pic}}{Z_0}$  mesuré



**Fig. 2.14 :** Amplitude de l'impulsion de courant délivrée par le photoconducteur interdigité irradié par des ions  $Au^+$  à une dose de  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  et polarisé à 3 V en fonction de l'énergie de l'impulsion optique incidente.

comme une fonction de l'énergie de l'impulsion optique incidente :  $V_{pic}$  est l'amplitude de la tension de l'impulsion électrique et  $Z_0 = 50 \text{ Ohms}$  est l'impédance caractéristique de la ligne coplanaire. Le signal mesuré est la somme du courant d'obscurité et du photocourant. Comme on peut le voir, l'amplitude du signal augmente avec l'énergie de l'impulsion optique incidente. Aux basses énergies, on observe un comportement super-linéaire alors qu'une saturation apparaît aux hautes énergies. Par contre, les temps de montée et de descente de l'impulsion électrique restent indépendants de l'énergie de l'impulsion optique incidente.

La réponse peut être déterminée dans le régime linéaire. Pour une énergie d'impulsion  $E_{pulse} = 4 \text{ pJ}$ , la composante liée au photocourant de  $I_{pic}$  est égale à 20,2 mA. Les charges photo-induites par l'impulsion optique sont calculées en utilisant la largeur à mi-hauteur du signal de 2,2 ps. La réponse est finalement obtenue en divisant le résultat par l'énergie totale de l'impulsion laser. Cela donne une responsivité  $\mathfrak{R} = 1,1 \text{ mA/W}$ , cette valeur est limitée par l'épaisseur de  $0,3 \mu\text{m}$  de la couche d'InGaAs et l'absence de traitement antireflet.

L'efficacité quantique interne du photoconducteur,  $\eta$ , est estimée depuis la responsivité par l'équation 2.9.

$$\mathfrak{R} = \eta \frac{q}{h\nu} \mu \tau \frac{V_b}{l^2} \quad (2.9)$$

où  $h\nu$  est l'énergie du photon,  $\mu$  la mobilité des électrons libres,  $\tau$  le temps de relaxation des électrons,  $V_b$  la tension de polarisation et  $l$  l'espace inter-électrode. En utilisant les paramètres déterminés expérimentalement,  $V_b=3$  V,  $\tau=0,5$  s,  $\mu=1350$  cm<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup>,  $l=3$  μm, on obtient une efficacité quantique de 0,013. Cette valeur doit être comparée au nombre de paires électrons-trous photo-générés par photons incidents dans la couche d'InGaAs. En utilisant un indice de réfraction de 3,43 pour calculer les pertes de réflexion et un coefficient d'absorption de  $0,68 \times 10^4$  cm<sup>-1</sup>, l'efficacité quantique devient  $\eta=0,05$ . Le désaccord entre l'évaluation expérimentale et la prédiction théorique est expliqué par la sur-estimation de la mobilité des électrons. En effet, les mesures d'effet Hall sont réalisées dans des conditions d'obscurité alors que les expériences de photoconduction sont bien sûr effectuées sous des conditions de forte illumination.

La saturation de la réponse observée pour les impulsions optiques de hautes énergies est attribuée à une saturation de l'absorption de la couche d'InGaAs. Comme on peut le voir sur la figure 2.14, la saturation apparaît pour une puissance optique moyenne de 2,3 mW. Cela correspond approximativement à une densité totale de porteurs photo-excités de  $0,7 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>, cette valeur est proche de celle reportée dans la littérature pour la condition de transparence de l'InGaAs [10]. En revanche, des études supplémentaires sont nécessaires pour déterminer la cause de l'évolution super-linéaire pour les impulsions optiques de faibles énergies.

## 2.4 PERFORMANCES ET PERSPECTIVES DES PHOTO- CONDUCTEURS IRRADIES

Des impulsions électriques aussi courtes que 2,2 ps ont été obtenues avec des amplitudes de l'ordre du volt. Une réponse de l'ordre de 1,1 mA/W a été mesurée. Nous avons donc démontré que l'irradiation ionique est une méthode efficace pour obtenir des photoconducteurs ultra-rapides. Les caractéristiques des composants entrent dans l'état de l'art. D'autres composants basés sur des techniques différentes montrent de meilleures caractéristiques mais aucune optimisation n'a encore été effectuée dans notre cas. Les

photoconducteurs mesurés sont certainement plus rapides que ce que nous avons mesuré car nous sommes limité par la bande passante de l'ensemble expérimental. Les durées des impulsions et leurs amplitudes sont compatibles avec le test des circuits télécoms rapides. Les photoconducteurs en InGaAs en accord de maille sur InP sont donc d'un grand intérêt pour la caractérisation des circuits télécoms à haut débit. Leur intégration comme moyen de déclenchement dans un banc d'échantillonnage électro-optique laisse envisager des mesures temporelles avec une très bonne résolution. Ces dispositifs sont également d'un grand intérêt pour le développement d'émetteurs TéraHertz aussi bien en régime continu qu'en régime impulsionnel. Concernant les photoconducteurs irradiés avec des protons, nous n'avons pas pu mesurer d'impulsions électriques picosecondes avec une bonne amplitude. Ceci peut être la conséquence de la présence de paires de défauts participant à la conduction dans les couches irradiées  $H^+$  mais d'autres mesures sont nécessaires pour confirmer cette hypothèse.

# Bibliographie

- [1] D. H. Auston and P. R. Smith. "Picosecond optical electronic sampling, characterization of high speed photodetectors". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **41** :p. 599, 1992.
- [2] Y. Chou and M. Y. Liu. "Nanoscale tera-hertz metal-semiconductor-metal photodetectors". *IEEE Journal of Quant. Electr.*, vol. **28** :p. 2358, 1992.
- [3] W. Schokley. "Research and investigation of inverse epitaxial uhf power transistors". *Rep. n° AL-TRD-64-207, Air Force Atomic Laboratory*, 1964.
- [4] R. Carlson, S. Krakauer, K. Magleby, R. Monnier, V. Van Duzer, and R. Woodbury. "Sampling oscillography". *WESCON Rec.*, page p. 44, 1959.
- [5] J. R. Andrews, F. J. Leonberger, C. H. Lee, F. Capasso, and H. Morkoc. "*Comparison of sampling oscilloscopes with  $\sim 35$  ps transition durations*". Springer-Verlag Berlin, GERMANY, 1987.
- [6] J. R. Andrews. "Comparison of ultra-fast risetime, 18 to 50 ghz digital sampling oscilloscopes (updated to include new instruments introduced in 2000)". *Tech. Rep. n° AN-2D, Picosecond Pulse Labs.*, 2001.
- [7] M. Kahrs. "50 years of rf and microwave sampling". *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. **51** :p. 1787, 2003.
- [8] 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 Tech.*, vol. **39** :p. 1194, 1991.
- [9] R. 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.*, vol. **43** :p. 721, 1995.

- [10] A. M. Fox, A. C. Maciel, M. G. Shortose, J. F. Ryan, M. D. M. Scott, J. I. Davies, and J. R. Riffat. "Nonlinear excitonic optical absorption in GaInAs/InP quantum wells". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **51** :p. 30, 1987.





## Chapitre 3

# BANC D'ECHANTILLONNAGE ELECTRO-OPTIQUE

Un système de mesure à échantillonnage électro-optique utilise 2 voies principales : une voie de déclenchement du circuit à tester et une voie de mesure. Dans notre cas, le déclenchement du circuit est assuré par l'impulsion électrique délivrée par le photoconducteur ultra-rapide. Il faut maintenant aborder l'aspect "mesure" du banc.

Le principe de mesure dans une expérience d'échantillonnage électro-optique est basé sur l'effet électro-optique, autrement appelé effet Pockels [1]. L'effet électro-optique est un effet optique non-linéaire résultant de l'interaction d'une onde optique avec un champ électrique quasi-statique au sein d'un cristal. 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. Le champ électrique fait varier les indices de réfraction du cristal ce qui revient à modifier la biréfringence du cristal. La polarisation d'une onde optique est alors modifiée lors de son passage dans un cristal électro-optique en présence d'un champ quasi-statique. En disposant le cristal entre deux polariseurs croisés, on peut traduire la variation de polarisation due au champ électrique appliqué en variation d'intensité du faisceau optique transmis. Pour mesurer une variation de polarisation proportionnelle à l'amplitude du champ appliqué il convient d'orienter les axes propres des polariseurs à  $45^\circ$  des axes propres du cristal. La mesure de la variation

de polarisation de l'onde optique après le passage dans le cristal permet alors de mesurer le champ quasi-statique.

Une autre technique de mesure de champ électrique via l'optique repose sur l'utilisation de l'effet Franz-Keldysh [2]. Un champ électrique vient modifier la structure de bande du semiconducteur. La queue d'absorption de celui-ci est donc élargie et déplacée vers les basses énergies. On peut donc en mesurant la variation d'absorption d'un faisceau optique, de longueur d'onde comprise dans la queue d'absorption, remonter à la valeur du champ électrique présent dans le semiconducteur. Cet effet présente une bonne sensibilité ainsi qu'une limite de résolution temporelle très faible. Cependant, l'effet électro-optique est plus employée car il ne nécessite pas l'ajout d'une tension de polarisation supplémentaire élevée pour être linéaire avec le champ électrique. Il existe de nombreuses configurations d'échantillonnage électro-optique que l'on peut ranger dans deux classes principales : l'échantillonnage électro-optique interne [3] et externe [4]. La première méthode utilise les propriétés électro-optiques des substrats semi-conducteurs III-V (GaAs ou InP). La seconde nécessite l'emploi d'une sonde électro-optique que l'on approche du circuit à mesurer.

Un gros désavantage du sondage interne est qu'il nécessite le polissage optique de la face arrière du substrat ce qui n'est pas toujours possible selon le composant à tester. De plus, nous visons une résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde, or les substrats ont une épaisseur de l'ordre de 300 micromètres ce qui a pour conséquence de limiter fortement la résolution temporelle. C'est pourquoi nous avons retenu l'approche du sondage externe. De plus cela conduit à une plus grande souplesse car la mesure est indépendante de la technologie du circuit à mesurer et n'ajoute pas d'étapes technologiques au composant à mesurer. Dans cette configuration, une sonde électro-optique est utilisée comme milieu de mélange. La sonde électro-optique comprend un cristal électro-optique associé à une optique de couplage. La sonde, idéalement, doit être la moins invasive possible, positionnable avec précision et petite pour permettre la mesure en divers endroits du circuit. En pratique, un faisceau optique vient se réfléchir sur un cristal électro-optique placé à proximité de la ligne sur laquelle se propage le signal électrique à mesurer. La variation d'indice optique provoquée par le passage d'une impulsion électrique à travers le cristal engendre une variation de la polarisation du faisceau optique qui se réfléchit sur la face arrière du cristal. La variation de polarisation traduit donc la variation du champ

---

électrique à l'intérieur du cristal. La variation de polarisation est transcrite en variation de puissance grâce à l'ajout d'éléments polarisants. Le cristal est positionné aux endroits où l'on souhaite connaître le champ électrique.

Les caractéristiques les plus importantes pour une sonde électro-optique sont d'avoir une bonne sensibilité, d'être peu perturbative et enfin de permettre une bonne résolution aussi bien spatiale que temporelle. Le premier point, la sensibilité, est assuré dans notre cas par un cristal de forts coefficients électro-optiques, le tantalate de lithium. D'autres cristaux électro-optique présentent de bonnes caractéristiques tels que le niobate de lithium ou la tellurite de zinc notamment pour des mesures de signaux THz [5]. Cependant, le tantalate de lithium possède les plus forts coefficients électro-optiques c'est pourquoi il est le plus répandu pour ce type de mesure. En revanche, due à sa permittivité statique élevée ( $\epsilon_r = 44$ ), les perturbations que son utilisation va induire sur l'environnement électromagnétique sont importantes. Nous avons porté nos efforts sur la miniaturisation de la sonde afin de minimiser ces perturbations. Le fait de miniaturiser la sonde réduit également l'encombrement de la sonde de mesure ce qui permet d'accéder à un plus grand nombre d'endroits dans le circuit, la notion de mesure locale est ainsi renforcée.

La sensibilité du banc d'échantillonnage électro-optique est aussi déterminée par l'agencement des éléments polarisants. En effet, il existe de nombreuses configurations offrant chacune une spécificité : augmentation du rapport signal sur bruit, simplification du montage... Pour que la configuration de mesure retenue soit compatible avec la sonde électro-optique fibrée que l'on souhaite réaliser nous sommes obligé de tenir compte de certaines contraintes inhérentes à l'aspect fibré du banc de mesure. La conservation de la polarisation dans les fibres, la dépendance linéaire de la variation de signal électro-optique au déphasage induit sont des points cruciaux qu'il faut garder à l'esprit pour le choix de la l'arrangement électro-optique. Enfin, les résolutions temporelle et spatiale sont déterminées par des caractéristiques telles que l'épaisseur du cristal, la taille du spot optique focalisé sur le cristal et la durée des impulsions optiques utilisées.

Nous allons dans une première partie décrire la mise au point de la sonde électro-optique miniature. Après, nous décrirons les différentes configurations électro-optiques possibles et celle que nous avons retenue pour notre banc de mesure ainsi que les caractéristiques du banc d'échantillonnage global. Enfin, nous discuterons des améliorations possibles de l'ensemble expérimental et des perspectives visées par un tel banc.

### 3.1 LA SONDE ELECTRO-OPTIQUE

Nous allons d'abord décrire les propriétés du cristal de tantalate de lithium. Ensuite, les différentes méthodes de découpe afin de réduire les dimensions des cristaux seront présentées. Après, nous aborderons le report de ces cristaux découpés sur des pointes micrométriques ainsi que la fibre lentillée utilisée pour focaliser le faisceau de sonde. Enfin, nous montrerons une vue d'ensemble de la sonde électro-optique miniature

#### 3.1.1 Description du $\text{LiTaO}_3$

Le tantalate de lithium est un cristal de groupe cristallographique 3m. Dans notre cas, les cristaux sont découpés dans une orientation appelée "x-cut", c'est à dire que l'axe x est perpendiculaire au plan de l'échantillon. Cette orientation fait que le faisceau optique, dont la direction de propagation est colinéaire à x, voit un milieu biréfringent uniaxe d'indice  $n_e=2,180$  et  $n_o=2,176$ . L'axe extraordinaire du cristal est aussi appelé axe C. Nous désirons mesurer le champ électrique grâce à l'utilisation de l'effet Pockels. Cet effet optique non-linéaire traduit l'interaction entre une onde optique et un champ statique au sein d'un cristal. La propagation d'une onde optique est modifiée en présence d'un champ électrique. L'effet Pockels est un effet optique non-linéaire d'ordre 2 qui apparaît dans la formule de la polarisation décrite par l'équation 3.1.

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \tilde{\chi}^{(1)} \vec{E} + \underbrace{\varepsilon_0 \tilde{\chi}^{(2)} \vec{E} \vec{E}}_{\text{terme E.O.}} + \varepsilon_0 \tilde{\chi}^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \quad (3.1)$$

C'est donc un effet qui traduit l'interaction entre deux ondes, dans ce cas une onde lumineuse et un champ électrique. Le champ électrique appliqué est supposé de fréquence négligeable en comparaison à la fréquence de l'onde lumineuse qui est de l'ordre  $10^{15}$  Hz. L'apparition du terme  $\tilde{\chi}^{(2)}$  pour l'effet électro-optique est expliqué physiquement par un déplacement et une distorsion du nuage électronique, ou de l'environnement ionique ou moléculaire induit par le champ électrique appliqué [6]. Les cristaux centrosymétriques ne peuvent donc pas présenter d'effet électro-optique linéaire [7]. Le cristal de tantalate de lithium est un cristal non-centrosymétrique et possède bien des propriétés électro-optiques. Les coefficients électro-optiques sont liés aux susceptibilités non-linéaires par la

relation 3.2.

$$r_{ijk} = -\frac{\chi_{ijk}^{(2)}}{n_i^2 n_j^2} \quad (3.2)$$

Pour l'effet électro-optique, les deux photons à  $\omega$  sont interchangeables. Cela permet d'écrire  $\chi_{ijk}^{(2)} E_k(0) = \chi_{jik}^{(2)} E_k(0)$ . Le tenseur électro-optique pour une longueur de 633 nm est défini comme[7] :

$$r_{eo} = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 7,5 \\ 0 & 1 & 7,5 \\ 0 & 0 & 33 \\ 0 & 20 & 0 \\ 20 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ en pm/V.}$$

Un champ électrique orienté selon l'axe extraordinaire fait varier la biréfringence du cristal (cet axe correspond à l'axe C du cristal). Si le faisceau optique incident sur le cristal selon l'axe x est polarisé, alors la variation de biréfringence va induire une variation de polarisation du faisceau optique après sa traversée dans ce milieu. La mesure de la variation de la polarisation du faisceau optique porte l'information du champ électrique. Il existe plusieurs arrangements optiques permettant de mesurer la variation de polarisation qui seront décrits dans le chapitre suivant. Dans ce chapitre, nous nous focalisons particulièrement sur la sonde électro-optique et nous présentons les différents types de sondes possibles.

Contrairement à d'autres matériaux électro-optiques tels que le GaAs et le ZnTe, la matrice électro-optique du tantalate de lithium possède de nombreux éléments de matrice nuls. Ainsi, le cristal n'est sensible qu'à la composante du champ électrique colinéaire à l'axe C. L'utilisation de ce cristal est répandue pour les mesures électro-optiques car ces coefficients électro-optiques sont élevés.

La variation de la biréfringence due au champ  $E$  entraîne une variation de phase dont l'importance dépend de la valeur des coefficients électro-optiques et notamment pour ce matériau du coefficient  $r_{33}$  qui est égal à 33 pm/V.

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda}L \times (\Delta n_o - \Delta n_e) \quad (3.3)$$

avec  $L$  l'épaisseur du cristal,  $n_e$  et  $n_o$  définis par [8] :

$$\Delta n_o - \Delta n_e = \frac{1}{2}n_o^3[r_{22}E_z(y, z) - r_{13}E_y(y, z)] + \frac{1}{2}n_e^3r_{33}E_y(y, z) \quad (3.4)$$

comme  $r_{33} > r_{22}$  et  $r_{13}$  alors  $\Delta n_o - \Delta n_e \approx \frac{1}{2}n_e^3r_{33}E_y(y, z)$ . D'autres matériaux tels que les polymères électro-optiques possèdent des coefficients électro-optiques élevés [9, 10]. De plus, ils présentent l'avantage d'avoir une permittivité statique faible et donc d'induire moins de perturbations. Ce type de matériau semble donc idéal pour ce genre d'applications mais l'obtention d'un polymère électro-optique de bonne qualité ayant l'axe C parallèle au plan et de faible épaisseur reste une chose difficile à obtenir. De plus, la découpe et la miniaturisation d'une sonde réalisée en polymère sont des opérations très délicates contrairement aux cristaux minéraux.

### 3.1.2 Découpe des lames de $\text{LiTaO}_3$

Afin de mesurer, à tous les endroits des circuits micro-électroniques optoélectroniques, le champ électrique qui se propage, il faut réaliser des lames de tantalate de lithium de petites dimensions. Pour se faire, il faut donc que le cristal électro-optique soit de petites dimensions. Les cristaux initiaux sont des carrés de  $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$  de  $100 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Alors que l'épaisseur du cristal influe sur la résolution temporelle de la mesure, la longueur et la largeur interviennent sur la capacité d'accéder à un maximum de points du circuit. Le cristal est trop large pour permettre la mesure du champ électrique en divers endroits du circuit. Pour obtenir des cristaux de plus petites dimensions de nombreuses techniques ont été testées. Dans un premier temps, une découpe au laser impulsif de forte puissance a été tentée. Dans un second temps, la découpe des cristaux a été réalisée grâce à une scie diamantée. Enfin, une réduction de la taille des cristaux a été réalisée par amincissement mécanique par la tranche.

#### Découpe des cristaux de $\text{LiTaO}_3$ par laser impulsif à 800 nm

Les essais sont réalisés à l'aide d'un laser femtoseconde TCL Alpha 1000 de Thalès laser par John Lopez de la Plate-forme d'Applications des Lasers d'Aquitaine (PALA).

Le laser délivre des impulsions de 180 fs avec une énergie de 500  $\mu\text{J}$  par impulsion. La longueur d'onde d'émission est de 800 nm.

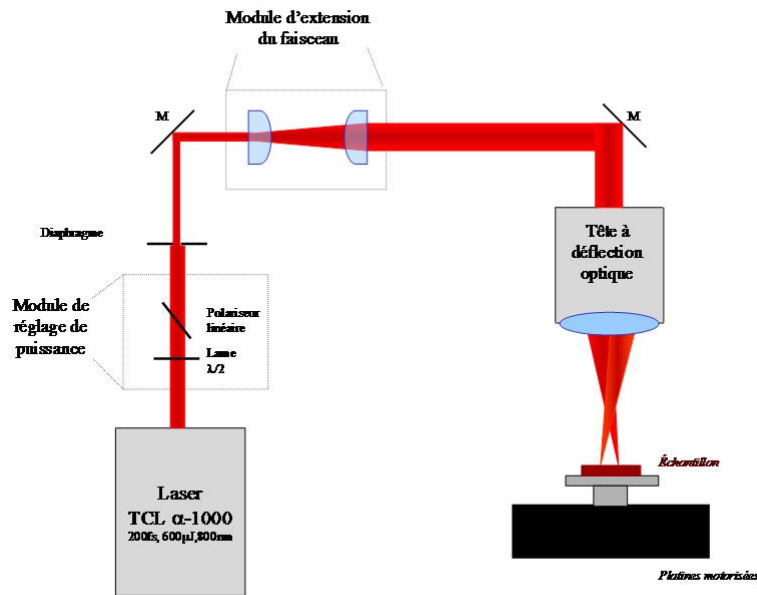
Le principal avantage de l'usinage par laser femtoseconde est le peu d'effet collatéral. Il est lié à la brièveté de l'impulsion. Contrairement à une impulsion longue ( $>10$  ps), le dépôt de chaleur n'est pas entretenu et la chaleur n'a pas le temps de diffuser hors du volume irradié. L'énergie déposée par le laser est piégée dans le volume ablaté. Le second avantage est lié à la forte intensité des impulsions laser ( $>10^{12}$  Watt/cm<sup>2</sup> une fois focalisé) : l'ablation est indépendante de la longueur d'onde et des bandes d'absorption du matériau. En pratique tous les matériaux sont usinables même s'il y a des disparités de seuils et de vitesse d'ablation.

Le processus d'ablation femtoseconde est le suivant : le "chauffage" des électrons par absorption multiphotonique fait appel à un processus de type Bremsstrahlung inverse. Les premiers électrons éjectés vont ensuite transmettre leur énergie aux autres électrons du réseau d'atomes par chocs et provoquer une avalanche d'ionisation, laquelle sera suivie d'une expulsion de matière. Le terme d'usinage athermique est un peu abusif car la température électronique dans le panache peut atteindre plusieurs milliers de Kelvin, cependant il décrit bien l'absence d'effet thermique collatéral. En effet, la durée de l'interaction est si brève que la chaleur n'a pas le temps de diffuser en dehors du volume irradié. La zone affectée thermiquement et la zone fondue existent mais elles sont considérablement réduites par rapport à une impulsion longue. L'onde acoustique se propageant dans le matériau de la surface vers le coeur provient uniquement de l'impulsion mécanique en réaction au départ de matière (pas de stress thermique). Le processus d'ablation est ici indépendant du matériau et de la longueur d'onde du laser.

La mise en forme du faisceau joue un rôle primordial sur la qualité de l'usinage. Deux montages ont été testés au cours des essais :

- Le premier montage optique noté (a) sur la figure 3.1 est constitué d'un diaphragme, d'un système afocal et d'une lentille de champs pour la focalisation. Le diaphragme permet d'homogénéiser le profil en énergie du faisceau en sélectionnant sa partie centrale. A sa suite, on utilise un télescope qui permet d'augmenter le diamètre du faisceau jusqu'à 36 mm. La lentille de champs a une distance focale de 88 mm. Ce montage vise à minimiser les dimensions du spot dans le plan de focalisation afin de limiter les effets sur la partie centrale du cristal.



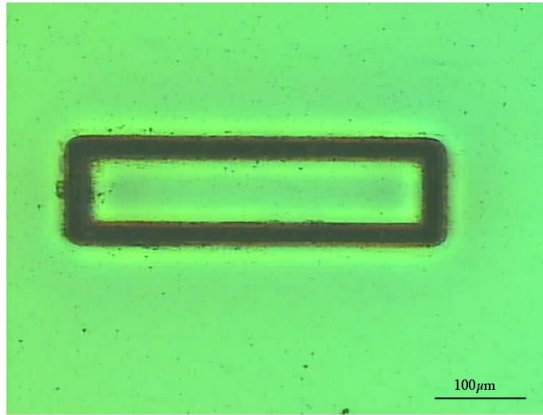


**Fig. 3.1** : Schéma expérimental des deux montages utilisés pour la découpe avec le laser impulsif.

- Le deuxième montage noté (b) sur la figure 3.1 conserve le diaphragme de diamètre 6 mm ainsi que la lentille de champs mais le système afocal est absent. Ce système, qui utilise un faisceau moins ouvert, entraîne une diminution de la fluence ( $\text{Watt.cm}^{-2}$ ) lorsque la taille du spot et la profondeur de champ sont augmentées. Le taux d'ablation ainsi réduit diminue les contraintes mécaniques subies par l'échantillon au cours de l'éjection de matière.

Ces montages sont complétés par une tête à déflexion optique qui dévie le faisceau rapidement et sans inertie selon le motif souhaité. L'échantillon est placé sur des platines micrométriques motorisées qui assurent un positionnement précis. Au cours de l'usinage, l'échantillon reste fixe pendant le déplacement du faisceau. La vitesse minimum de balayage ( $v_s$ ) du faisceau est de  $2 \text{ mm.s}^{-1}$ .

Les premiers essais sont réalisés à l'aide du montage (a). L'obtention d'une découpe sans altération de la partie centrale du cristal tout en minimisant la conicité (différence de dimension entre la face d'entrée et de sortie) impose l'utilisation d'une faible énergie. Comme on peut le voir sur la figure 3.2, le début de la découpe à  $25 \mu\text{J}$  par impulsion



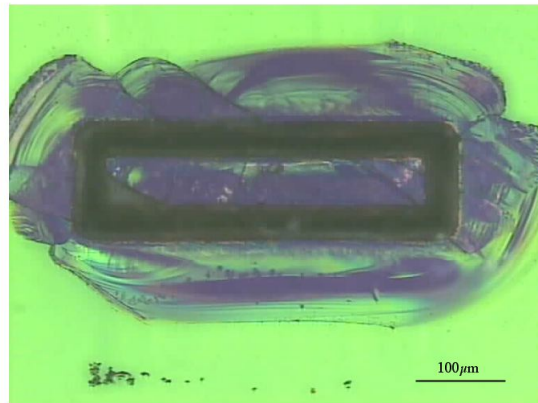
**Fig. 3.2 :** Photographie prise sous microscopie optique d'un cristal découpé à l'aide du montage (a) avec des impulsions de  $25 \mu\text{J}$  par impulsion, une vitesse de balayage  $v_s = 2\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$  et après 20 passages.

n'altère pas la partie centrale du cristal. L'observation du pourtour de la découpe ne laisse apparaître aucune fissure, ni contrainte mécanique. Un léger redépôt sous forme de poussière est présent sur le pourtour de l'usinage mais il est facilement nettoyable à l'aide d'alcool. La superposition des passages dans ces conditions n'aboutit cependant pas à la découpe complète du cristal en raison d'une trop faible profondeur de champ. La profondeur de coupe est estimée dans ces conditions à  $30 \mu\text{m}$ . La totalité de l'épaisseur de l'échantillon ne peut être découpée qu'avec une énergie plus importante afin d'augmenter la profondeur de champ.

L'augmentation de l'énergie augmente le taux d'ablation par impulsion. L'éjection beaucoup plus importante de matière crée une contrainte mécanique illustrée par la dégradation du pourtour de la découpe. Même lorsque l'on se place à l'énergie minimum nécessaire pour une découpe effective, on observe, comme pour la découpe représentée sur la figure 3.3, la présence d'éclats autour mais aussi dans le cristal découpé. La partie centrale du cristal est ainsi fortement détériorée.

La qualité de la découpe est correcte à faible énergie mais la profondeur de champ est insuffisante pour découper la totalité du cristal. L'augmentation de l'énergie ainsi que celui du nombre de passages provoque l'apparition de fissures qui détériorent la qualité de la découpe.

Le montage (b) est mis en place afin de limiter les contraintes mécaniques appliquées



**Fig. 3.3 :** Photographie prise sous microscope optique d'un cristal découpé à l'aide du montage (a) avec des impulsions de  $20 \mu\text{J}$  par impulsion, une vitesse de balayage  $v_s = 2\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$  et après 800 passages.

au cristal. L'utilisation d'un faisceau moins ouvert augmente les dimensions du faisceau au plan focal tout en améliorant la profondeur d'usinage. Malgré une augmentation de la profondeur de champs, la découpe nécessite un grand nombre de passages à faible énergie. Même si le centre du cristal semble être moins affecté que dans la configuration précédente, la superposition des passages crée des éclats dans le cristal.

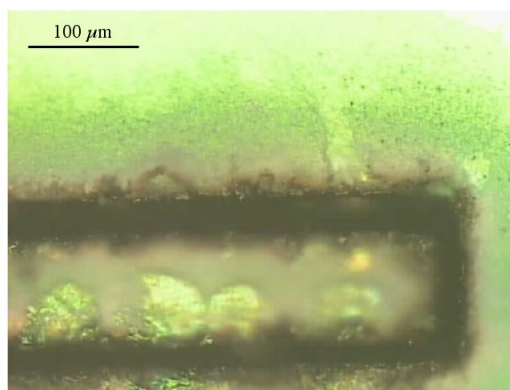
L'utilisation de deux montages optiques associés à différentes conditions laser n'a pas permis de limiter les effets mécaniques subit par le cristal au cours de la découpe. La contrainte mécanique subit par le cristal est indépendante de la géométrie. Les fissures dans le cristal proviennent à la fois de l'échauffement dû au dépôt d'énergie dans le matériau et de l'impulsion mécanique en réaction à l'éjection de matière. La diminution du taux d'ablation jusqu'à  $125 \text{ nm}$  par impulsion ne permet pas d'obtenir la qualité souhaitée. La diminution de l'épaisseur de l'échantillon qui limiterait le nombre de passages nécessaires pour la découpe permettrait d'améliorer la qualité. Les essais n'étant pas concluant, les découpes pour les dimensions plus faibles n'ont pas été effectuées.

Cependant, un brevet déposé par René Lefebvre [11] montre qu'il est possible de découper des dispositifs de tantalate de lithium aux dimensions souhaitées grâce à un laser YAG à une longueur d'onde de  $1,06 \mu\text{m}$ . Bien que ce type de laser soit courant la méthodologie à mettre en place pour réaliser la découpe s'est avérée trop longue et aucun essai n'a été réalisé par ce type de laser.

### Découpe des cristaux de $\text{LiTaO}_3$ par laser impulsionnel à 355 nm

Nous avons fait appel à une ablation à partir d'un laser vanadate triplé ( $\text{Nd}:\text{YVO}_4$   $3\omega$ ) couplé avec une tête à déflexion optique deux axes et une lentille de focalisation de focale 50 mm. Le laser délivre des impulsions nanosecondes à 355 nm à haute cadence (0-100 kHz), sa puissance nominale est de 4 Watts. Les conditions laser retenues sont 25  $\mu\text{J}$ /impulsion à 5 kHz. En deçà de 25  $\mu\text{J}$ /impulsion la découpe ne traverse plus le cristal.

La qualité de coupe est supérieure à celle obtenue avec le laser femtoseconde comme nous pouvons le voir sur la micrographie représentée sur la figure 3.4. La micro fissuration



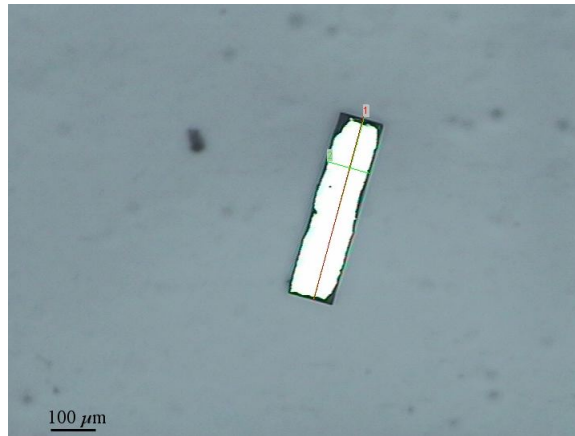
**Fig. 3.4 :** Observation au microscope d'une découpe d'un cristal de tantalate de lithium à l'aide d'un laser vanadate triplé.

n'affecte que la périphérie interne et externe de la coupe. Nous ne sommes pas en mesure d'affirmer si la couche noirâtre observée de part et d'autre du sillon provient du cristal ou du film polymère sous-jacent. La surface supérieure du cristal est recouverte d'un redépôt pulvérulent (poussière d'ablation). Nous pensons que ce redépôt peut être lavé. La découpe laser engendre une contrainte thermique et mécanique susceptible de provoquer aléatoirement l'apparition d'une fissure dans le cristal.

La découpe est réalisable mais le taux de rebut est de 50 à 75 % et on observe une micro fissuration sur le pourtour de la zone usinée. La réduction des dimensions de la pièce usinée semble difficile du fait des contraintes thermiques et mécaniques. Il faut également trouver un moyen d'éliminer efficacement le redépôt sans altération de la surface.

### Découpe des cristaux de $\text{LiTaO}_3$ par découpe à la scie diamantée

La découpe des cristaux de  $\text{LiTaO}_3$  par laser impulsionnel a montré des limites concernant la qualité de découpe des bords de l'échantillon et un taux de rebut très important. Nous nous sommes donc portés sur une découpe mécanique à l'aide d'une scie diamantée. Pour la découpe à la scie diamantée les cristaux étaient toujours les mêmes, c'est-à-dire des carrés de 1 cm de côté et une épaisseur de  $100\ \mu\text{m}$ . Les motifs de découpe sont des pavés avec la même épaisseur mais de largeur  $100\ \mu\text{m}$  et de longueur  $400\ \mu\text{m}$  comme nous pouvons le voir sur la photographie prise sous microscope optique représentée sur la figure 3.5. Les bords de découpe sont très nets, de même la surface centrale où le fais-



**Fig. 3.5 :** Observation au microscope d'une découpe d'un cristal de tantalate de lithium de  $100 \times 400 \times 100\ \mu\text{m}^3$  par scie diamantée.

ceau optique vient se coupler est intacte. L'épaisseur de la scie diamantée qui est de  $100\ \mu\text{m}$  limite la largeur du cristal à la centaine de microns. Pour diminuer cette dimension, nous avons taillé le cristal par une technique d'amincissement par la tranche. Avec cette technique des échantillons de  $50\ \mu\text{m}$  de largeur ont été obtenus. Cependant, la difficulté pour reporter des cristaux aussi petits sur une pointe nous a poussé à utiliser les cristaux obtenus par la découpe à la scie diamantée.

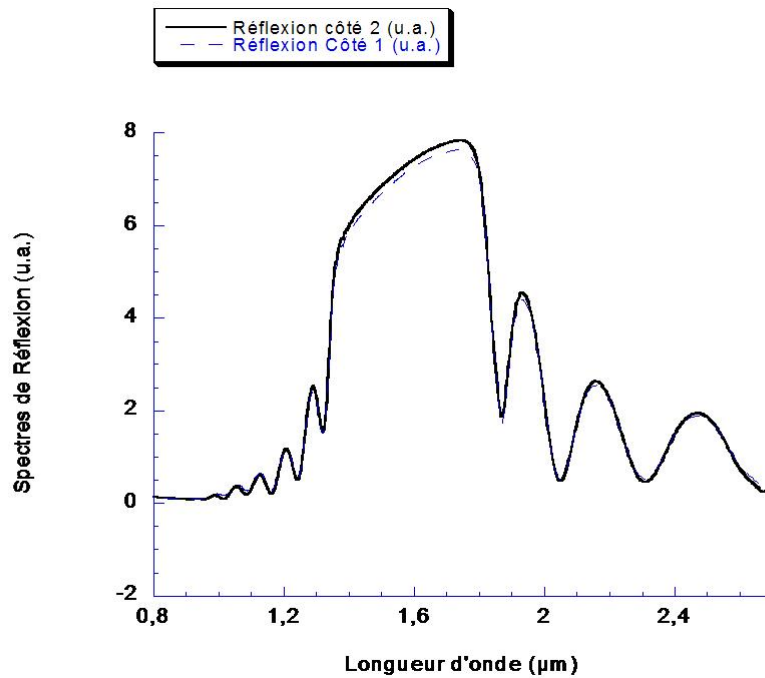
#### 3.1.3 Réalisation de la sonde électro-optique miniature

Les lames de tantalate de lithium ainsi découpées présentent un faible encombrement augmentant ainsi les accès possibles pour la mesure du champ qui se propage sur le circuit.

Cependant, le cristal avec des dimensions si faibles devient difficilement manipulable et le couplage avec le faisceau optique de mesure devient critique. Il est crucial, pour la mesure, que le cristal soit maintenu et positionnable facilement. La solution retenue a été de coller le cristal à une sonde micrométrique qui elle-même est solidaire d'un support fixé à la platine de translation 3 axes prévue pour le déplacement de la sonde électro-optique.

### Reconnaissance de l'orientation des cristaux

Avant de reporter les cristaux sur une pointe, il faut tout d'abord s'assurer que les cristaux soient orientés dans le bon sens. Une première difficulté a été de déterminer le sens et l'orientation des cristaux découpés. L'orientation de la découpe est facilement



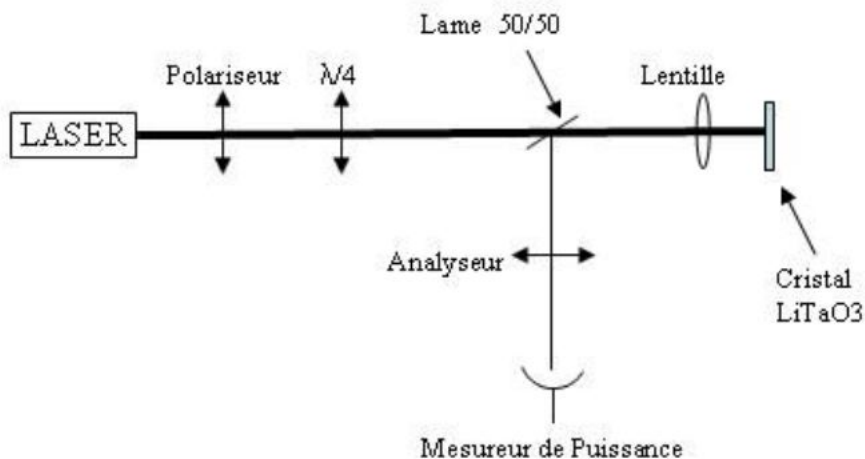
**Fig. 3.6** : Spectres en réflexion d'un cristal posé à l'endroit (face miroir vers le bas) et à l'envers (face miroir vers le haut).

distinguable puisque l'axe C du cristal est colinéaire à la plus grande dimension du pavé découpé (c'est-à-dire  $400 \mu\text{m}$ ). En revanche, il faut s'assurer que le cristal n'a pas été retourné lors de la découpe et que celui-ci se trouve toujours avec le traitement antireflet sur la face supérieure et le traitement miroir sur la face inférieure. Cette vérification

simple s'est avérée plus complexe que prévue car les cristaux une fois découpé étaient difficilement manipulables et donc devaient être testés dans leur boîte de transport (boîte avec un gel adhésif).

Une première méthode a été d'utiliser le spectromètre à transformée de Fourier (FTIR). Nous pouvons voir sur la figure ci-dessus les spectres, en réflexion, réalisés sur des échantillons références d'un côté puis de l'autre, malheureusement aucune différence n'est décelable entre les deux spectres.

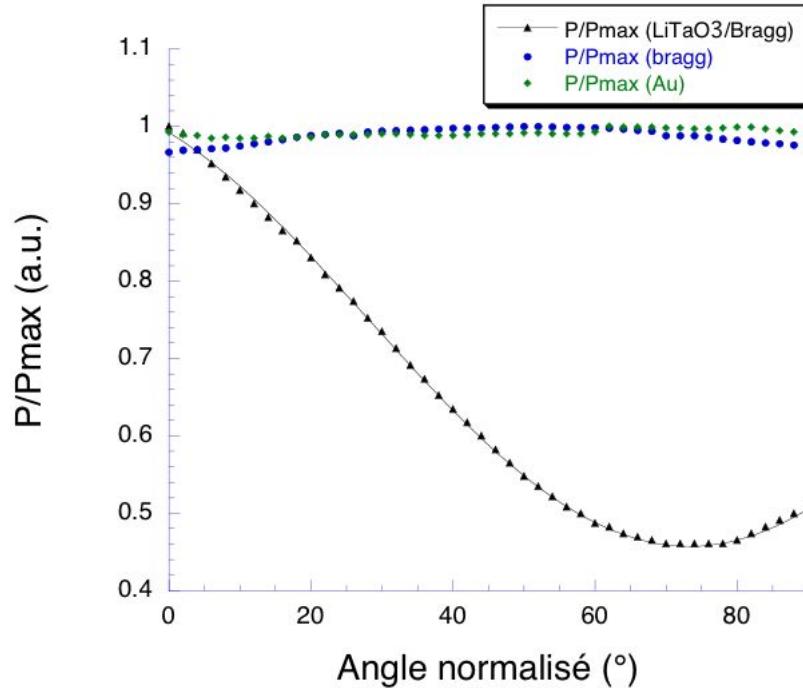
Les spectres pour un échantillon à l'endroit ou à l'envers sont similaires. Ils sont caractéristiques de miroirs de Bragg. La gamme de fréquence d'utilisation du cristal est déterminée par la zone où la réflexion est maximale. Cette gamme de fréquence pour notre utilisation s'étend de 1,3 à 1,75  $\mu\text{m}$ . Le maximum de réflexion n'est pas uniforme sur toute cette gamme de longueur d'onde. Nous ne connaissons pas les matériaux utilisés pour réaliser l'empilement multicouche mais la décroissance plus marquée vers 1,4  $\mu\text{m}$  est la signature du bord de bande d'un des deux matériaux de l'empilement.



**Fig. 3.7 :** Schéma expérimental du banc de mesure pour déterminer l'orientation du cristal de  $\text{LiTaO}_3$  découpé.

Une petite différence de niveau pour le maximum de réflexion, entre 1,3 et 1,75  $\mu\text{m}$ ,

est visible entre les deux spectres mais n'est pas assez significative pour en déduire le sens des cristaux. La référence du signal, prise sur un cristal posé à l'endroit, peut elle aussi varier si le cristal n'est pas parfaitement plan. Cette technique n'est pas adaptée pour distinguer l'endroit ou l'envers du cristal. De plus, vu la dimension des cristaux, il est trop risqué de les manipuler. Nous avons dû faire les mesures des cristaux dans leur boîte gel-pack et donc en réflexion.



**Fig. 3.8** : Mesures de l'intensité du faisceau réfléchi en fonction de l'angle de l'analyseur pour les différents cas ( $\blacktriangle$  pour une lame de LiTaO<sub>3</sub> avec un miroir de Bragg,  $\bullet$  pour un miroir de Bragg seul et  $\blacklozenge$  pour un miroir en or).

Nous avons monté un banc expérimental en réflexion pour déterminer l'orientation du cristal. La figure 3.7 montre le dispositif expérimental utilisé pour vérifier la bonne orientation du cristal. Nous avons réalisé une mesure basée sur la détection de la biréfringence naturelle du LiTaO<sub>3</sub> à 1,55  $\mu\text{m}$ . Le montage permet de distinguer le faisceau laser qui se réfléchit sur le miroir sans traverser le cristal de tantalate de lithium de celui qui le traverse. La source LASER est une diode LASER DFB continue émettant à 1,55  $\mu\text{m}$ . Dans le premier cas, le faisceau polarisé circulairement vient se réfléchir sur le miroir de Bragg et la puissance du faisceau réfléchi est mesurée après passage à travers un polariseur qui est utilisé comme analyseur. Dans ce cas, lorsque l'on fait varier l'angle de l'analy-



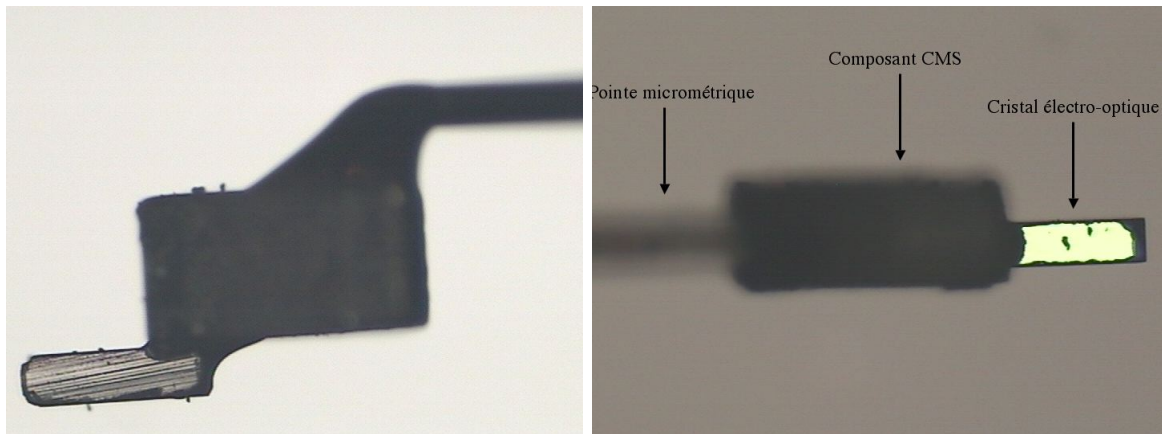
seur, l'intensité du faisceau réfléchi ne varie pas. En revanche, lorsque le faisceau traverse le cristal, la biréfringence naturelle du  $\text{LiTaO}_3$  va modifier la polarisation du faisceau réfléchi et en faisant varier l'angle de l'analyseur nous allons pouvoir observer la variation de puissance du faisceau réfléchi. Sur la figure 3.8, nous pouvons distinguer le variation de la puissance optique mesurée en fonction de l'angle de l'analyseur. Il apparaît clairement que la variation d'intensité en fonction de l'angle de l'analyseur pour un faisceau réfléchi sur un miroir d'or ou sur l'échantillon à l'envers est quasiment nulle. Par contre, lorsque le cristal est à l'endroit, la biréfringence naturelle du tantalate de lithium est clairement visible. L'intensité réfléchie en fonction de l'angle de l'analyseur suit la loi 3.5.

$$I(\beta) = (a \cos \beta + b \cos \varphi \sin \beta)^2 + b^2 \sin^2 \varphi \sin^2 \beta \quad (3.5)$$

En ajustant la loi aux mesures effectuées sur le cristal à l'endroit, nous pouvons remonter à travers l'équation 3.3 à l'épaisseur du cristal qui est bien de  $100 \mu\text{m}$ .

### 3.1.4 Report des cristaux taillés sur pointe micrométrique

Une fois les cristaux orientés dans le bon sens, les cristaux sont reportés sur une pointe. Le collage sur une pointe micrométrique a été réalisé par la société Mésatronic.



**Fig. 3.9** : Photographies réalisées par microscopie optique des sondes miniatures. Elles sont composées d'une pointe micrométrique sur laquelle est collée un composant CMS et le cristal électro-optique.

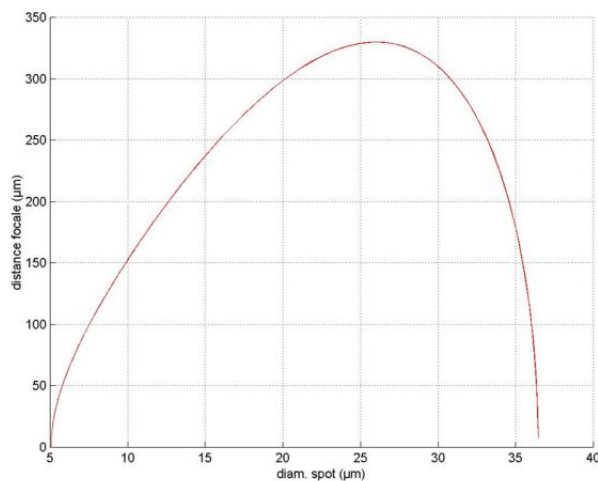
Son expertise dans les colles de très forte adhérence ainsi que son savoir faire en terme de positionnement de micropointes lui ont permis de réaliser le report des cristaux avec

succès. Les cristaux, qui ont été reportés sur des pointes micrométriques, ont une largeur de  $100\ \mu\text{m}$ , une longueur de  $400\ \mu\text{m}$  et une épaisseur de  $100\ \mu\text{m}$ . Le report du cristal directement sur la pointe micrométrique a démontré des problèmes d'adhérence et les cristaux tombaient. Pour assurer la tenue des cristaux sur la pointe, nous avons intercalé un Composant pour Montage en Surface (CMS) de  $300 \times 500\ \mu\text{m}$  (voir figure 3.9).

Sur ces photographies, on observe que la surface du cristal sur laquelle le faisceau optique se réfléchit est toujours intacte. Des sillons sont visibles sur la tranche du cristal électro-optique. Ils sont dus à la découpe par scie diamantée mais ne sont que superficiels et la partie interne du cristal est intacte. Il apparaît aussi que la face inférieure a été très bien protégée contre d'éventuelles coulées de colle ce qui aurait empêché d'approcher le cristal à proximité du circuit. La sonde électro-optique est ensuite fixée à une platine de translation 3 axes micrométriques afin de la déplacer avec une précision de l'ordre du micron.

### Couplage avec fibre lentillée de grande focale

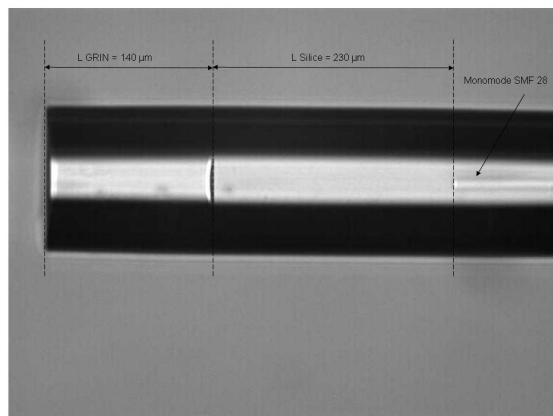
Un aspect important de la tête électro-optique concerne le couplage du faisceau optique de sonde avec le cristal électro-optique. Il faut que l'optique de couplage soit solidaire du



**Fig. 3.10** : Evolution de la distance de travail en fonction du diamètre du spot.

déplacement de la pointe pour ne pas recoupler le faisceau après chaque déplacement.

Vu les dimensions de la sonde électro-optique et l'encombrement autour de la sonde, il est évident que le faisceau de sonde doit être couplé via une fibre optique. L'utilisation d'une fibre optique autorise, de plus, à déplacer la tête de mesure relativement loin du banc de mesure. Comme les cristaux ont une épaisseur de  $100\ \mu\text{m}$  il faut que la fibre lentillée ait une longueur focale supérieure car le faisceau optique doit être focalisé sur la face inférieure du cristal. Par contre, les fibres lentillées possédant une distance focale de plus de  $100\ \mu\text{m}$  avec une taille de point focal inférieure à  $10\ \mu\text{m}$  ne sont pas courantes. La technologie standard de lentillage de fibre par recuit d'une fibre clivée ne permet pas d'atteindre les tailles de spot et les longueurs focales voulues. En effet, la taille de coeur des fibres monomodes standards est de l'ordre de 8 microns. En effectuant un recuit du bout de la fibre clivée, une lentille de type demi-boule va se former en extrémité de la fibre mais aucun paramètre n'est ajustable car l'ouverture numérique de la fibre est fixe et la distance focale de la lentille aussi.



**Fig. 3.11** : Photographie réalisée au microscope optique d'une fibre lentillée avec  $230\ \mu\text{m}$  de silice et un tronçon de  $140\ \mu\text{m}$  de fibre à gradient d'indice.

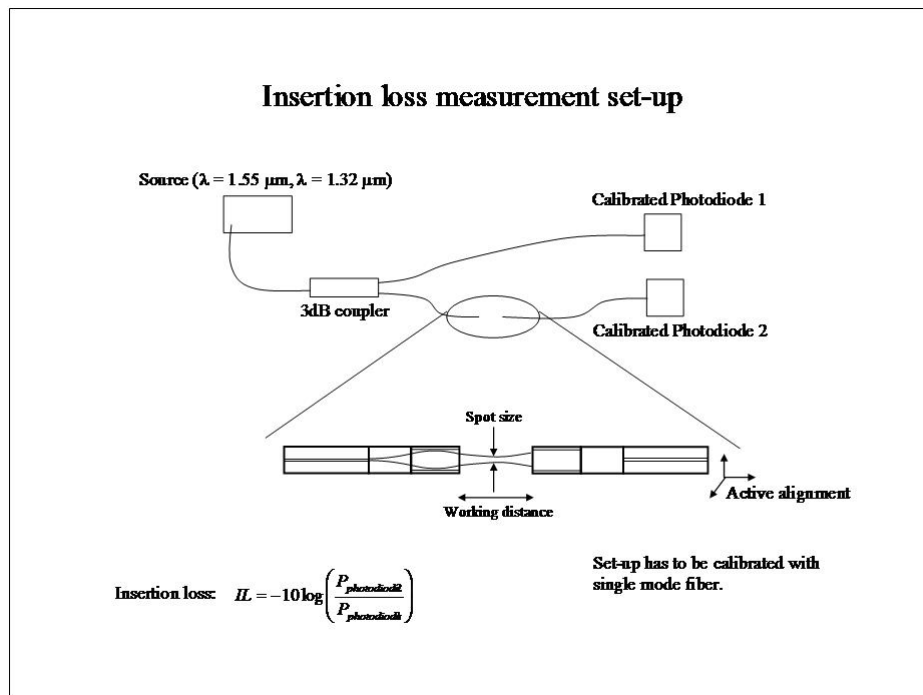
Des fibres lentillées spécifiques combinant le collage d'un morceau de silice avec un tronçon de fibre à gradient d'indice (GRIN) ont été fabriquées par Lionel Quélet de l'entreprise IDIL. L'ajout d'un tronçon de silice permet d'ajuster la distance entre le bout de la fibre monomode et la lentille, qui dans ce cas est une fibre à gradient d'indice.

Si l'on souhaite obtenir une distance focale de  $150\ \mu\text{m}$  on pourra obtenir un diamètre de spot de l'ordre de  $10\ \mu\text{m}$ . La figure 3.10 représente l'évolution de la distance de travail en fonction du diamètre du spot. Afin d'obtenir un diamètre de  $10\ \mu\text{m}$  pour une distance de travail de  $150\ \mu\text{m}$ , la longueur de Silice doit être de  $230\ \mu\text{m}$  et la longueur de GRIN

de  $140 \mu\text{m}$ .

Nous pouvons voir sur la figure 3.11 la fibre lentillée réalisée avec les longueurs de silice et de fibre à gradient d'indice calculées précédemment. Nous pouvons voir facilement sur la photographie le coeur de la fibre monomode, sur la droite de l'image, de  $8 \mu\text{m}$  de diamètre. Ensuite, on peut distinguer les jointures entre les différents types de fibre. Afin de s'assurer des propriétés de focalisation d'une telle fibre, des mesures optiques de pertes d'insertion grâce au banc de mesure représenté sur la figure 3.12 ont été réalisées.

Deux mêmes fibres sont disposées de part et d'autre du banc de mesure. La distance de travail ainsi mesurée est donc le double de la distance de travail d'une seule fibre. L'axe  $z$  représente l'éloignement entre les deux extrémités des fibres. C'est en faisant varier cet axe

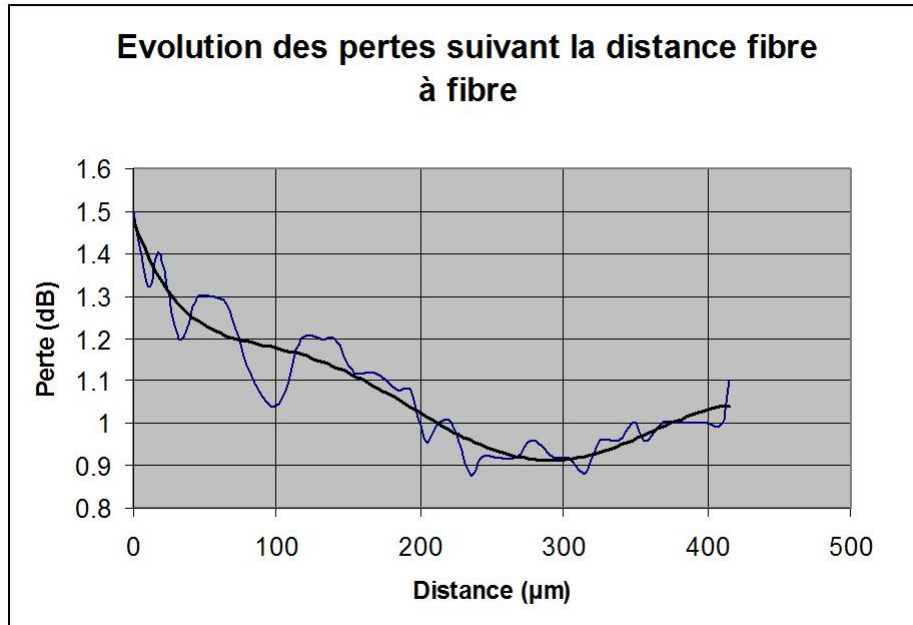


**Fig. 3.12** : Schéma du banc de mesures des pertes d'insertion dans une fibre lentillée.

et en mesurant le signal couplé dans la seconde fibre que l'on peut remonter à la distance focale de la fibre. Nous pouvons voir sur la figure 3.13 l'évolution des pertes d'insertion en fonction de la distance entre les deux extrémités des fibres lentillées.

Le minimum des pertes indique le double de la distance focale d'une fibre lentillée. Dans notre cas, le minimum se trouve aux alentours de  $300 \mu\text{m}$  en accord avec la distance

focale de  $150\ \mu\text{m}$  que l'on souhaitait obtenir.



**Fig. 3.13** : Evolution des pertes d'insertion en fonction de la distance entre les deux fibres lentillées.

Pour vérifier la taille du spot de focalisation, on place les deux fibres lentillées à la distance correspondant au minimum de pertes d'insertion c'est-à-dire les  $300\ \mu\text{m}$  trouvés précédemment. Ensuite, on fait varier l'alignement des deux fibres lentillées selon la direction  $x$  ce qui nous permet de remonter à la taille du spot au point focal. Conformément aux spécifications requises pour la fibre lentillée, la taille de spot au point focal est de l'ordre de la dizaine de microns.

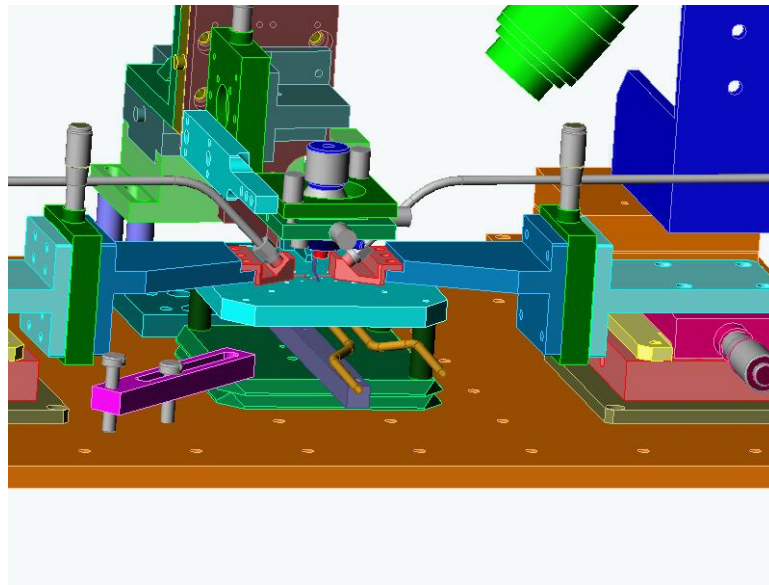
Nous disposons ainsi d'une fibre lentillée de distance focale de  $150\ \mu\text{m}$  de taille de spot de  $10\ \mu\text{m}$ . Cette fibre va permettre de focaliser le faisceau de sonde sur la face inférieure du cristal tout en ayant une taille de spot de l'ordre de la dizaine de microns permettant de conserver une résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde.

### 3.1.5 Configuration expérimentale finale

Le cristal reporté sur la pointe micrométrique est fixé sur une platine de translation 3 axes sur laquelle est aussi solidaire la fibre lentillée à grande focale.

La sonde électro-optique permet une mesure du champ électrique en divers points du circuit donnant ainsi accès à la cartographie du champ avec une précision de quelques microns. La spécificité de notre sonde électro-optique fait que nous sommes en théorie sensible à une seule composante du champ électrique (celui colinéaire à l'axe C du cristal)[12]. Plus précisément, notre cristal étant découpé de type x-cut, la mesure du champ électrique correspond à la composante tangentielle du champ électrique.

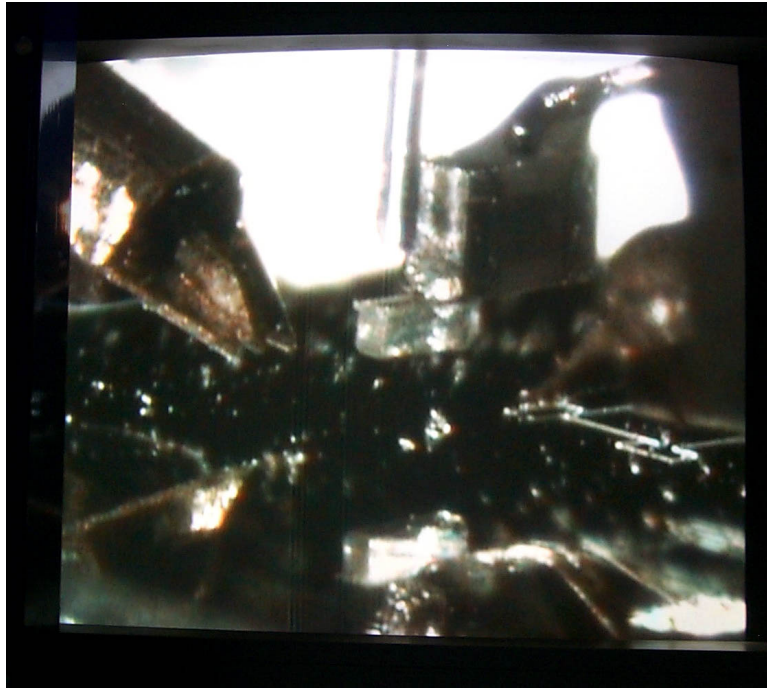
Cet ensemble est intégré au montage total sur lequel l'échantillon à mesurer est posé et connecté par des sondes hyperfréquences 3 pointes comme on peut le voir sur la figure 3.14.



**Fig. 3.14** : Schéma du banc expérimental intégrant la sonde électro-optique réalisée, le porte échantillon et les pointes de polarisation.

Nous pouvons voir sur le schéma, l'objectif du zoom de la caméra CCD qui est placé en configuration rasante pour pouvoir apprécier le rapprochement du cristal par rapport au circuit avec une précision de l'ordre du micron. On peut aussi distinguer le dispositif permettant d'optimiser le couplage entre la fibre lentillée et le cristal électro-optique.

Ces réglages permettent d'optimiser la puissance optique réfléchiée de façon dissociée de l'optimisation du signal électro-optique. On observe sur la figure 3.15 un grossissement de la zone de mesure. L'espace autour de la zone de mesure du champ électrique est très



**Fig. 3.15 :** *Grossissement de la zone de mesure du banc expérimental total vu par la caméra CCD associée.*

restreint et justifie la réduction des dimensions du cristal. De plus, il faut ajouter sur ce grossissement la fibre optique de pompe qui est utilisée pour illuminer le photoconducteur ultra-rapide et qui surcharge encore l'encombrement autour du point de mesure.

## 3.2 ARRANGEMENT ELECTRO-OPTIQUE

La partie "déclenchement" et la partie "sonde de mesure" du banc d'échantillonnage électro-optique sont maintenant réalisées. Le photoconducteur ultra-rapide permet de générer des impulsions électriques de durée de l'ordre de la picoseconde avec des amplitudes compatibles avec les tensions nécessaires à déclencher les circuits. La sonde électro-optique transforme la variation de champ électrique au niveau du cristal en une variation de polarisation du faisceau optique de sonde. Il reste alors à définir la partie détection de la variation de polarisation qui porte l'information du champ électrique. Cette détection va reposer sur l'utilisation d'éléments polarisants pour transcrire la variation de polarisation en variation d'intensité.

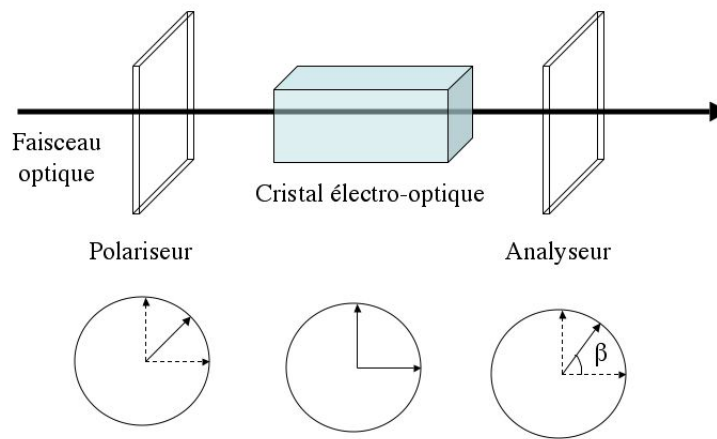
De nombreuses configurations de détection de la modulation de la polarisation existent. Un point commun étant de s'approcher d'une mesure d'intensité quasiment linéaire au déphasage lui-même proportionnel au champ électrique. Suivant la configuration, on privilégie le rapport signal sur bruit ou la simplicité du montage. Notre objectif étant de monter un système fibré, certaines configurations ne sont pas réalisables. Nous décrirons les divers configurations possibles et indiquerons celle retenue dans notre cas. Dans un second temps, nous présenterons les résultats du banc d'échantillonnage électro-optique complet. Les résolutions spatiales et temporelles seront présentées ainsi que la sensibilité de la mesure. Enfin, nous discuterons des potentialités du banc d'échantillonnage électro-optique et des améliorations possibles.



### 3.2.1 Différentes configurations de mesures électro-optiques

Il existe de nombreux arrangements optiques pour optimiser la mesure du champ électrique à l'intérieur d'un cristal électro-optique. Certains améliorent le rapport signal sur bruit et d'autres simplifient le montage. Le choix de l'arrangement dépend des contraintes fixées par le banc expérimental et les circuits que l'on souhaite mesurer.

Le montage le plus simple consiste à faire traverser un faisceau optique polarisé à travers le cristal et à mesurer la variation d'intensité transmise à l'aide d'un analyseur croisé ou colinéaire au polariseur. Ce montage (voir figure 3.16) est communément appelé le système PSA (Polarizer Sample Analyzer) [13]. Le faisceau optique est polarisé à 45



**Fig. 3.16** : Schéma de principe du système de mesure de variation de polarisation PSA.

degrés des axes propres du cristal électro-optique et on mesure la variation de l'intensité du faisceau transmis en faisant tourner l'angle de l'analyseur  $\beta$  de 0 à 90 degrés. Toute mesure de déphasage  $\phi$  à partir d'une polarisation rectiligne se fait à 45° des axes propres de la lame de phase dont on souhaite connaître le déphasage. L'évolution du signal transmis est décrit par l'équation :

$$T = \left( \frac{I}{I_0} \right) = \left( \frac{T_0}{2} \right) [1 + \sin 2\beta \cos \phi] \quad (3.6)$$

où  $T$  est le facteur de transmission,  $I_0$  l'intensité incidente,  $I$  l'intensité de sortie et  $T_0$  est le coefficient de transmission exprimant les pertes de lumière par réflexion ou absorption.

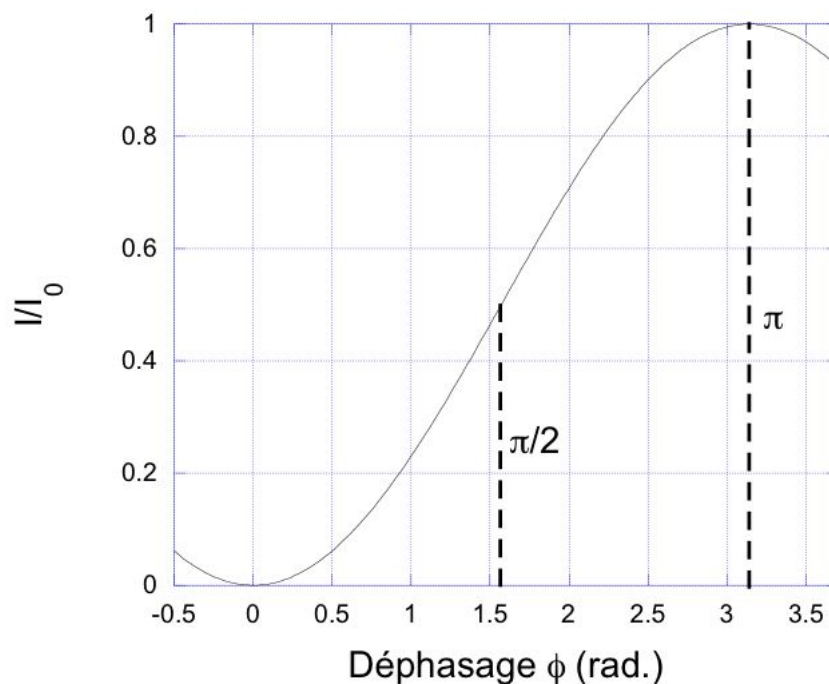
Quand le polariseur et l'analyseur sont parallèles, c'est-à-dire  $\beta=\pi/4$ , l'équation 3.6 se ramène à :

$$T = \left( \frac{I}{I_0} \right) = T_0 \cos^2(\phi/2) \quad (3.7)$$

De la même manière, lorsque le polariseur et l'analyseur sont croisés,  $\beta=3\pi/4$ , alors l'équation devient :

$$T = \left( \frac{I}{I_0} \right) = T_0 \sin^2(\phi/2) \quad (3.8)$$

Le coefficient de transmission d'un système polariseur analyseur croisés est représenté sur la figure 3.17 en fonction du déphasage. Le problème est que le déphasage électro-



**Fig. 3.17 :** Caractéristique de la courbe électro-optique  $T=I/I_0$  d'un arrangement optique avec polariseur et analyseur croisés en fonction du retard de phase  $\phi$ .

optique est faible dans cette configuration. La variation est non-linéaire avec le déphasage et peu sensible. Afin de se placer dans la zone maximale de linéarité, il convient de contrôler le point de fonctionnement du montage. Il y a deux moyens pour y parvenir , soit on applique une tension continue pour se placer à un déphasage moyen de  $\pi/2$ , soit on introduit une lame quart d'onde dans le montage (ou un compensateur) entre l'échantillon et l'analyseur. Etant donné l'ordre de grandeur des tensions à appliquer pour obtenir un déphasage de  $\pi/2$  (de l'ordre de plusieurs milliers de volts), il est plus simple et plus sûr

pour le cristal et les circuits à tester d'utiliser la méthode optique. On obtient ainsi un montage dit PSCA (Polarizer Sample Compensator Analyzer)[14]. Typiquement, la lame  $\lambda/4$  est placée, après l'échantillon, avec ses axes à  $45^\circ$  des axes du cristal et on obtient ainsi le montage plus communément appelé montage de Sénarmont dont le coefficient de transmission est exprimé par :

$$T = \left( \frac{I}{I_0} \right) = T_0 \sin^2 [(\phi/2) - \beta] \quad (3.9)$$

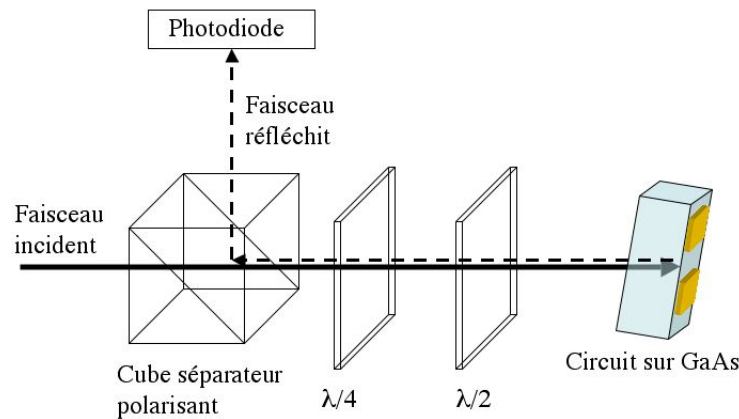
Le point de fonctionnement dans ce cas est donc fixé par l'angle  $\beta$  de l'analyseur.

Notre configuration expérimentale nous impose d'adapter légèrement le montage optique. D'une part, nous sommes dans le cas où le faisceau optique se réfléchit sur la face inférieure du cristal et ne le traverse pas simplement. Deuxièmement, un des objectifs pour le banc d'échantillonnage électro-optique est qu'il soit fibré. Il faut garder à l'esprit ces deux principales contraintes qui vont imposer l'arrangement optique final.

Premièrement, on ne peut pas juste insérer une lame  $\lambda/4$  pour obtenir une polarisation circulaire car il est très difficile de conserver une polarisation circulaire lors de la propagation dans une fibre optique. Certaines équipes ont travaillé sur la réalisation d'une fibre à maintien de polarisation circulaire [15, 16], malheureusement nous n'avons pas de fibre de ce genre. Yang *et al.* ont proposé un arrangement fibré en intégrant une sonde en GaAs au bout d'une fibre à gradient d'indice [17]. Cette technique est compatible avec notre configuration mais pour définir la polarisation du faisceau de sonde ils utilisent non pas une lame pour obtenir une polarisation circulaire mais un contrôleur de polarisation fibré et ceci pose certaines difficultés. En effet, à l'aide d'un contrôleur de polarisation il est possible d'obtenir pratiquement tous les états de polarisation désirés mais en revanche, il est très difficile de conserver cet état de façon stable dans le temps. Dans notre cas, nous utilisons un cristal de tantalate de lithium d'épaisseur  $100 \mu\text{m}$ , sa biréfringence naturelle introduit un déphasage d'environ  $185^\circ$  après un aller et retour du faisceau optique dans le cristal. Le faisceau optique a alors un déphasage d'environ  $\pi/2$  lorsqu'il vient se réfléchir sur la face inférieure du cristal, c'est-à-dire à l'endroit où le champ électrique est maximum. Il n'est donc pas nécessaire dans notre cas de polariser circulairement le faisceau optique incident. Il suffit de polariser rectilignement le faisceau incident à  $45^\circ$  des axes propres du cristal. Nous avons choisi une fibre optique à maintien de polarisation pour guider le faisceau optique de sonde. Pour une fibre à maintien de polarisation, toute polarisation rectiligne parallèle à un axe propre de la fibre est conservée même si en pratique

on observe des variations (dus aux contraintes thermiques et mécaniques) occasionnant des fluctuations de la polarisation du signal guidé [18].

De plus, le fait de travailler en réflexion oblige aussi à adapter le montage pour récupérer le faisceau réfléchi. Pour se faire, on peut utiliser une lame semi-réfléchissante, un cube séparateur en polarisation ou un cube séparateur non-polarisant. Evidemment, quelque soit l'option retenue les composants optiques doivent modifier le moins possible la polarisation du faisceau optique. Nous avons tout d'abord récupéré le signal réfléchi à l'aide d'une lame de microscope non-traitée. Cette approche s'est avérée infructueuse car la lame de verre dépoliarise le faisceau optique et aucun état de polarisation stable du faisceau réfléchi sur un miroir n'a pu être obtenu. Duvillaret *et al.* [19, 3] ont proposé

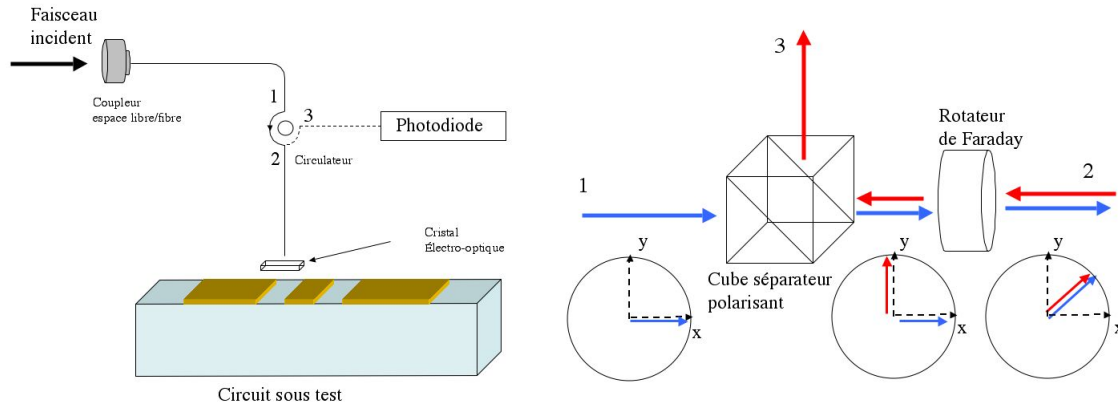


**Fig. 3.18** : Schéma expérimental de l'arrangement optique utilisant une combinaison de lames  $\lambda/4$  et  $\lambda/2$  pour des mesures d'échantillonnage électro-optique sur GaAs.

d'utiliser un cube séparateur polarisant en amont d'une combinaison d'une lame  $\lambda/4$  et  $\lambda/2$  (voir figure 3.18). Pour ce même type de mesure, il est aussi possible de remplacer les deux lames d'onde par une seule lame  $\lambda/8$  [20].

Dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser un circulateur fibré à maintien de polarisation. D'une part, le circulateur permet d'avoir un maximum de puissance pour la détection et comme notre source laser n'est pas très puissante, ce gain est très profitable. Dans un second temps, le circulateur fibré est composé de fibre à maintien de polarisation

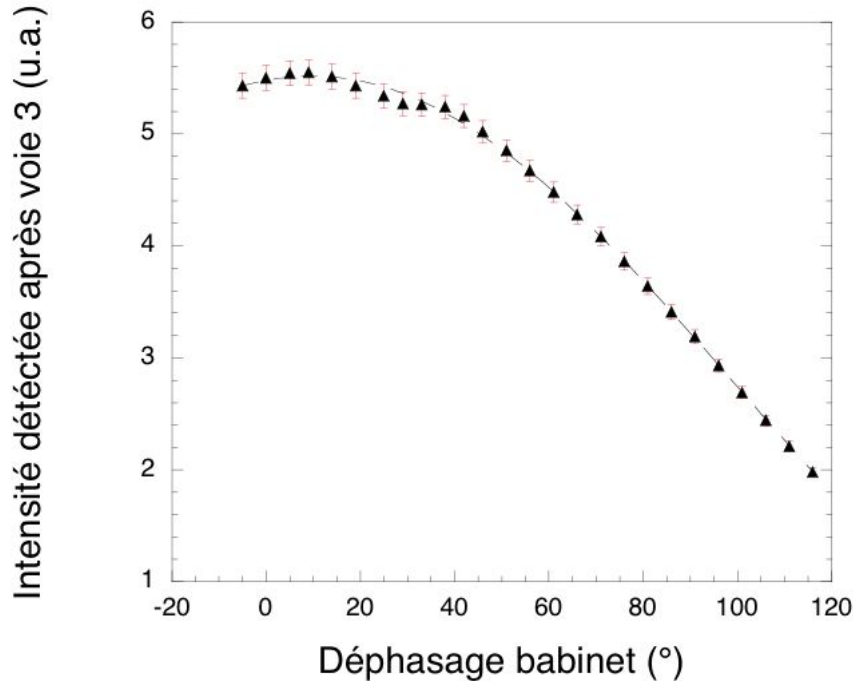
et permet de minimiser les fluctuations. L'ensemble expérimental retenu est représenté sur la figure 3.19.



**Fig. 3.19** : Schéma expérimental de l'arrangement optique retenu pour notre ensemble de mesure électro-optique qui utilise circulateur fibré à maintien de polarisation.

Le circulateur fibré fonctionne en fait comme un isolateur. Le faisceau incident est polarisé rectilignement suivant l'axe x du cube séparateur polarisant. Toute l'intensité est alors transmise puis passe à travers un rotateur de Faraday dont les axes sont à  $22,5^\circ$  de l'axe x du cube. Le faisceau transmis a donc une polarisation rectiligne mais à  $45^\circ$  des axes du cube. Cette partie étant en espace libre dans le circulateur fibré les fibres à maintien de polarisation 1 et 2 ( voir figure 3.19) doivent avoir leurs axes à  $45^\circ$  l'une par rapport à l'autre. Ce signal est couplé dans la fibre de la voie 2 et vient se focaliser dans le cristal via la fibre lentillée décrite précédemment. Le faisceau se propage dans le cristal ce qui introduit un déphasage. Ce déphasage est la somme du déphasage introduit par la biréfringence naturelle et du déphasage dû à la présence du champ électrique. Ensuite, il est réfléchi sur la face arrière du cristal, repasse par la voie 2 et traverse à nouveau le rotateur de Faraday. La polarisation du faisceau réfléchi subit alors à nouveau une rotation de  $45^\circ$  et la polarisation devient alors parallèle à l'axe y du cube séparateur en polarisation. Le faisceau réfléchi ne peut donc pas traverser le cube et repartir vers la voie 1 mais prend la voie 3. Comme le faisceau incident a une polarisation rectiligne, il faut que la fibre lentillée, servant à focaliser le faisceau de sonde dans le cristal, soit orientée de manière à ce que la polarisation incidente soit à  $45^\circ$  des axes du cristal électro-optique. Le cube séparateur polarisant joue alors le rôle d'analyseur non-croisé avec le polariseur car si le faisceau ne rencontre aucun milieu biréfringent le long de son trajet, l'intensité est

maximale sur la voie 3 contrairement à un montage avec polariseur et analyseur croisés où l'intensité est nulle. L'évolution du signal réfléchi est donc définie par la même relation que l'équation 3.7. Nous avons vérifié expérimentalement à l'aide d'un compensateur de babinet placé après la voie 2 et avant un miroir que l'amplitude du faisceau réfléchi (mesuré à la sortie du circulateur en voie 3) était bien proportionnelle au déphasage introduit par le compensateur de babinet. L'évolution de l'intensité détectée après la voie



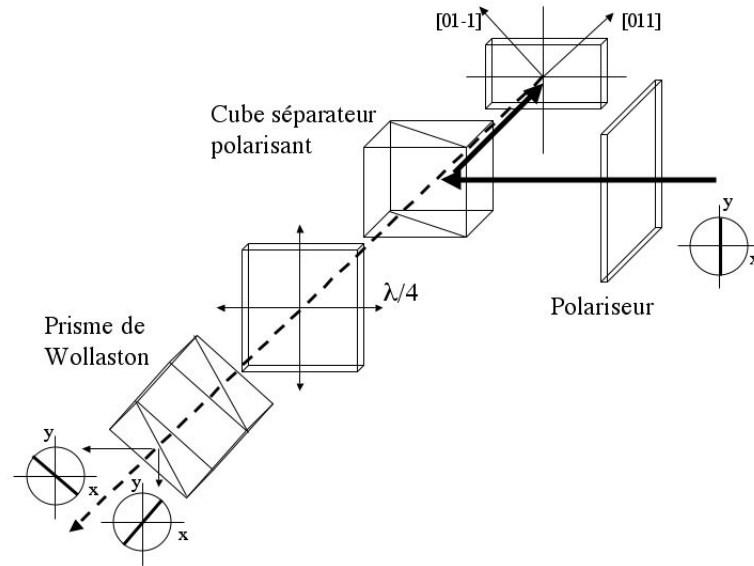
**Fig. 3.20** : Intensité détectée après la voie 3 du circulateur en fonction du déphasage du babinet placé en voie 2. La courbe discontinue représente l'ajustement des points expérimentaux par l'équation 3.7

3 suit bien la loi décrite par l'équation 3.7.

Un gros désavantage de cette méthode est qu'on ne peut pas remplacer l'analyseur par un prisme de Wollaston pour faire la différence des deux signaux. Pourtant le niveau de bruit est fortement réduit par une technique différentielle.

Un dernier arrangement optique proposé récemment par Mitrofanov [21] permet d'améliorer le rapport signal sur bruit d'un banc de mesure électro-optique. En effet, il propose d'utiliser un cube séparateur en polarisation mais au lieu de récupérer le maximum de la polarisation du signal incident il utilise le cube séparateur polarisant pour supprimer la

majeur partie du signal incident (voir figure 3.21). Les intensités des deux faisceaux op-



**Fig. 3.21** : Schéma expérimental de l'arrangement optique proposé par Mitrofanov et al. [21].

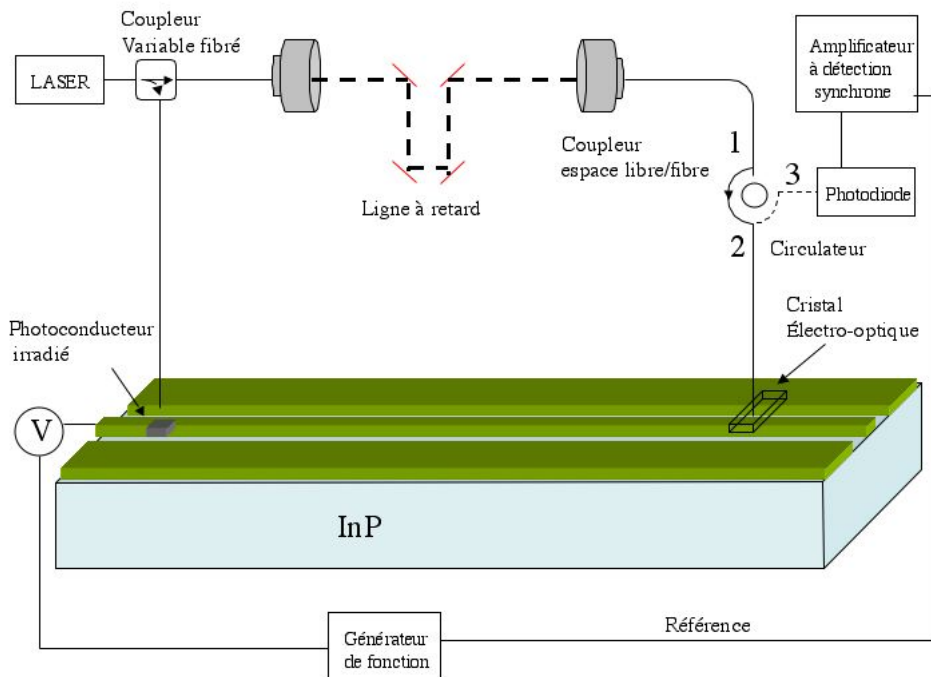
tiques sont mesurées en même temps donc on profite de la détection différentielle à deux photodiodes. Les intensités mesurées s'expriment comme :

$$I_{\pm} = \frac{\alpha}{2} I_0 (\alpha \pm \phi) \quad (3.10)$$

où  $\phi$  est le déphasage électro-optique et  $\alpha$  est le taux d'extinction du cube séparateur en polarisation. Un gain de 20 dB est obtenu sur le rapport signal sur bruit. Ce montage est très intéressant pour améliorer la sensibilité du banc de mesure et diminuer les fluctuations de signal. Pour pouvoir adapter ce type de montage à notre banc expérimental fibré il faudrait juste disposer d'un circulateur fibré dont le cube séparateur en polarisation soit disposé comme sur la figure 3.21. Ensuite, la fibre de sortie serait collimaté par un coupleur espace libre/fibre pour repasser en espace libre et placer la lame quart-d'onde et le prisme de Wollaston. Cet arrangement est une modification à prévoir pour optimiser le banc de mesure.

Nous avons retenu la configuration de détection décrite précédemment. Le banc d'échantillonnage électro-optique final intègre le photoconducteur rapide avec la sonde électro-optique et l'arrangement optique choisi. Les différentes parties du banc d'échantillonnage électro-optique sont achevées : le déclenchement de la mesure est assuré par le photo-

conducteur irradié, la mesure est réalisée à l'aide de la sonde électro-optique miniature et l'arrangement optique a été défini. L'arrangement optique choisi n'est pas optimisé et peut être amélioré mais présente l'avantage d'être simple, compact et fibré. La sonde électro-optique est reliée directement sur la voie 2 du circulateur. Ainsi, une fois l'optimisation du couplage du faisceau optique de sonde avec le cristal électro-optique effectuée, il est possible d'effectuer des mesures à divers endroits du circuit en déplaçant la sonde avec une précision de l'ordre du micron et sans perdre le couplage. La figure 3.22 représente un schéma du banc d'échantillonnage électro-optique complet. Le signal électro-optique



**Fig. 3.22** : Schéma du banc de mesure d'échantillonnage électro-optique total

mesurée est le déphasage porté par le faisceau optique de sonde et modulé à la fréquence de polarisation du circuit. Afin de minimiser le bruit il faut choisir une fréquence de modulation de la ligne coplanaire multiple de la fréquence de récurrence de la source optique. Dans notre cas, nous avons donc choisi de moduler la polarisation de la ligne à 14,36 kHz. L'avantage de ce banc est qu'il est relativement simple et qu'il offre la possibilité de réaliser plusieurs types de mesures différents. Tous les composants actifs ou passifs épitaxiés sur InP sont mesurables directement sur la plaque d'InP ce qui évite toutes les perturbations causées par les connections. D'autres composants optoélectroniques, tels



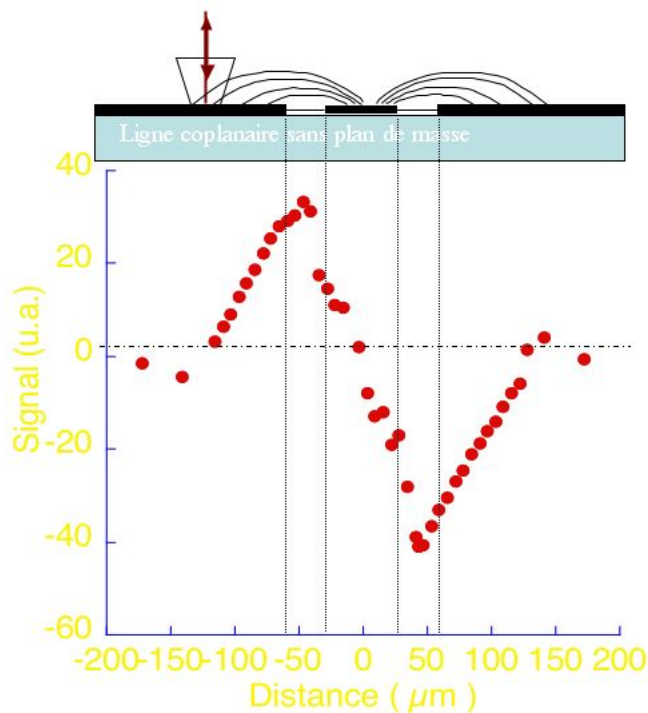
que les photodiodes ou phototransistors sensibles à  $1,55 \mu\text{m}$ , peuvent être mesurés directement en s'affranchissant du photoconducteur irradié pour le déclenchement.

Nous présentons maintenant les caractéristiques et les résolutions du banc de mesure électro-optique réalisé.

### 3.2.2 Résolutions spatiale et temporelle du banc expérimental

La caractérisation du banc électro-optique consiste en la mesure de la résolution spatiale et de la résolution temporelle et en la détermination de la sensibilité.

#### Résolution spatiale



**Fig. 3.23 :** Cartographie latérale du champ électrique statique le long d'une ligne coplanaire de  $50 \mu\text{m}$  de ruban central et de  $30 \mu\text{m}$  de distance entre signal et masse.

Pour mesurer la résolution spatiale du banc d'échantillonnage électro-optique, nous utilisons une ligne coplanaire (les mêmes que celles utilisées aux extrémités des photoconducteurs rapides) polarisée par une tension de polarisation carrée dont la fréquence

sert de référence à la détection synchrone. La sonde électro-optique est ensuite placée à proximité de la ligne coplanaire et déplacée selon la direction perpendiculaire à la ligne. La ligne mesurée est une ligne coplanaire avec un ruban central de largeur de  $50 \mu\text{m}$ , un espace entre la masse et le signal de  $30 \mu\text{m}$  et des plans de masse de largeur de  $150 \mu\text{m}$ . L'épaisseur de la métallisation est d'environ  $2 \mu\text{m}$ . La cartographie de la ligne coplanaire est représentée sur la figure 3.23.

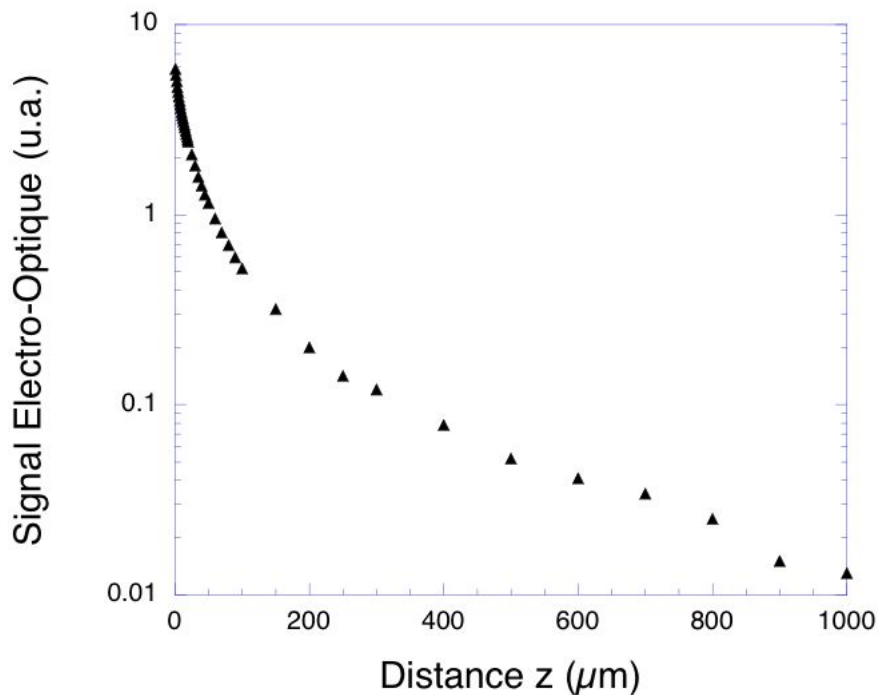
Le champ électrique est nul au centre du ruban signal, négatif d'un côté du ruban et positif de l'autre. Le maximum du champ est obtenu au milieu de l'espace entre signal et masse. Le champ n'est pas symétrique. Cette dissymétrie peut avoir plusieurs origines :

- Nous sommes sensibles à la composante verticale dans notre mesure malgré la configuration de la sonde électro-optique [8]. Cela peut être causé par la focalisation du faisceau de sonde. En effet, le faisceau de sonde arrive avec un angle sur la face inférieure du cristal électro-optique.
- Cette dissymétrie peut enfin être due à une déviation du parallélisme entre la face inférieure du cristal et le plan de la ligne coplanaire [22].

L'utilisation d'un cristal sensible à la composante normale du champ électrique [12] ou d'une technique à 3 faisceaux [23] rend possible la cartographie du champ électrique respectivement dans 2 et 3 dimensions. C'est un moyen pour connaître réellement les autres composantes du champ électrique. Cependant, notre application n'est pas en premier lieu la cartographie du champ électrique et nous nous sommes donc tenus à la cartographie de la composante tangentielle du champ électrique.

La cartographie du champ électrique est la convolution de la distribution du champ avec la résolution spatiale de la mesure. Ici, on voit que la résolution est de l'ordre de la dizaine de microns (taille du spot optique) et que le déplacement de la sonde est lui de l'ordre du micron.

Pour caractériser le champ électrique, nous avons aussi déplacé la sonde électro-optique perpendiculairement au plan de l'échantillon. Sur la même ligne que précédemment, nous nous plaçons au maximum du champ électrique (à peu près au milieu de l'espace entre ruban signal et masse) puis on éloigne la sonde électro-optique de la ligne coplanaire. Sur la figure 3.24 est représenté le signal électro-optique en fonction de la distance entre la sonde électro-optique et la ligne coplanaire. Le champ électrique décroît très vite à



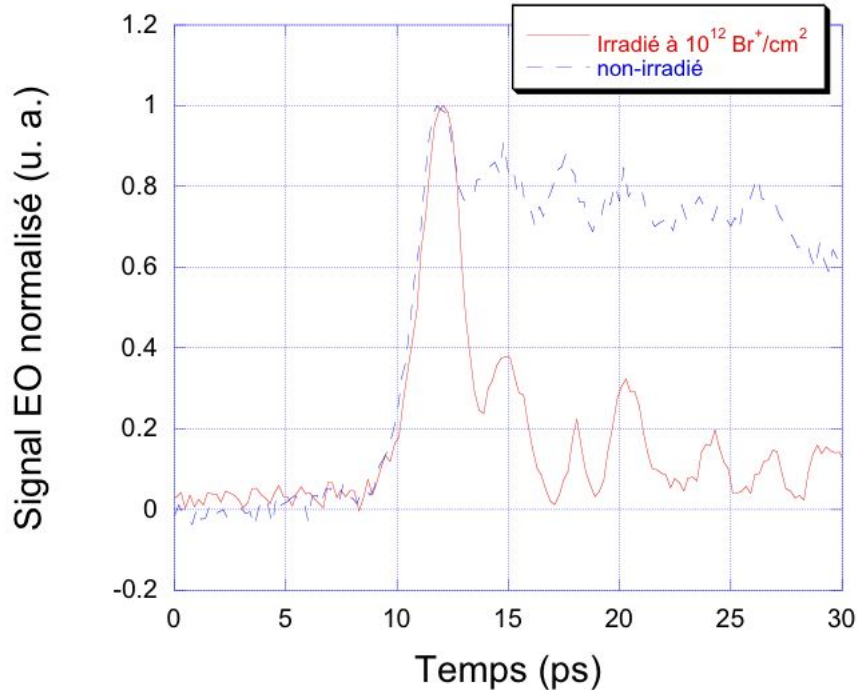
**Fig. 3.24 :** Amplitude du signal électro-optique en fonction de l'éloignement entre la sonde électro-optique et la ligne coplanaire.

mesure que l'on s'éloigne du circuit. Cependant même à une distance de 1 mm, le signal est supérieur à 10 mV et donc toujours mesurable. Pour avoir une bonne sensibilité, il est clair que la mesure doit être effectuée la plus proche possible du circuit. En revanche, le fait d'éloigner la sonde électro-optique va permettre de minimiser la permittivité statique effective locale et ainsi réduire les réflexions parasites au niveau du cristal. Il faut déterminer un compromis entre perturbations et sensibilité de mesure [8].

### Résolution temporelle

L'objectif du banc d'échantillonnage électro-optique est de permettre la mesure du profil temporel du champ électrique avec une résolution picoseconde. La cartographie du champ électrique est un outil très intéressant et pouvoir mesurer l'évolution du profil temporel du champ électrique à des endroits très précis du circuit est crucial pour les applications. La résolution spatiale n'est pas le seul point important, il faut aussi bien-sûr que la résolution temporelle soit très bonne afin d'apprécier les distorsions du signal en divers points du circuit.

Afin de déterminer la résolution temporelle du banc d'échantillonnage électro-optique, nous mesurons la réponse temporelle d'un photoconducteur dont le temps de montée est supposé inférieur à la picoseconde.



**Fig. 3.25 :** Réponses temporelles normalisées d'un photoconducteur non-irradié (traits discontinus) et un photoconducteur irradié par des ions brome à une dose de  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  et polarisés à 3 V.

Les réponses temporelles d'un photoconducteur non-irradié et irradié à une dose de  $10^{12} \text{ Br}^+/\text{cm}^2$  sont représentées sur la figure 3.25. Les deux réponses sont normalisées et obtenues pour une tension de polarisation de 3 Volts et une sonde électro-optique située à  $10 \mu\text{m}$  du circuit.

Les temps de montée des deux réponses sont bien similaires. Par déconvolution, nous obtenons la réponse de l'ensemble de mesure qui est estimée par un profil gaussien à 0,84 ps. Cette résolution fait qu'on ne pourra pas mesurer un temps de montée mesurée à 10-90% plus court que 1,5 ps. On observe aussi des oscillations pour les deux courbes après le pic principal. Ces oscillations ont une période d'environ 3 picosecondes et sont attribuées à des rebonds électriques causés par la désadaptation de ligne au niveau du cristal. Cette limitation temporelle est principalement due à l'épaisseur du cristal électro-optique qui

est dans ce cas de  $100 \mu\text{m}$ . En effet, lors de la traversée du cristal par le faisceau optique de sonde, le champ électrique va être intégré tout le long du trajet optique. Bien évidemment, cela dépend donc aussi de la répartition du champ électrique et donc de chaque circuit à mesurer. En supposant, le champ présent et constant dans tout le cristal, le temps de transit optique est défini comme [24] :

$$\tau_{to} = \frac{nL}{c} \quad (3.11)$$

où  $n$  est l'indice de réfraction du cristal,  $L$  le chemin parcouru par le faisceau optique dans le cristal et  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. Ce temps de transit correspond à une fréquence de coupure qui est calculée simplement en effectuant la transformée de Fourier d'une porte de durée  $\tau_{to}$ , qui revient à un sinus cardinal dans le domaine fréquentiel. On obtient donc :

$$\frac{\sin(\pi f_{-3dB} \tau_{to})}{\pi f_{-3dB} \tau_{to}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \Rightarrow f_{-3dB} = \frac{0,4429}{\tau_{to}} = 0,4429 \frac{c}{nL} \quad (3.12)$$

Dans notre cas, le cristal de tantalate de lithium a une épaisseur de  $100 \mu\text{m}$  ce qui donne un temps de transit optique de  $1,5 \text{ ps}$  correspondant à une fréquence de coupure à  $-3 \text{ dB}$  de  $300 \text{ GHz}$ . Cette valeur calculée est la même que celle obtenue dans notre mesure de résolution temporelle c'est donc que l'on est bien limité par ce temps de transit optique. Les autres limitations temporelles sont le temps de transit électrique et la durée des impulsions optiques. Le temps de transit électrique correspond au temps de propagation de l'impulsion électrique le long du spot optique du faisceau sonde. Ce temps dépend donc de la vitesse de propagation de l'impulsion électrique dans le cristal de tantalate de lithium et de la taille du spot optique du faisceau sonde. Si on considère un spot de faisceau gaussien, défini comme  $I(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right)$ , avec  $w$  comme demi-largeur à  $1/e^2$  de la densité de puissance maximale. La largeur à mi-hauteur est donc de  $2\sqrt{\ln 2}w$ . Le temps de transit électrique est défini par :

$$\tau_{te} = \frac{2\sqrt{\epsilon_{eff} \ln 2}w}{c} \quad (3.13)$$

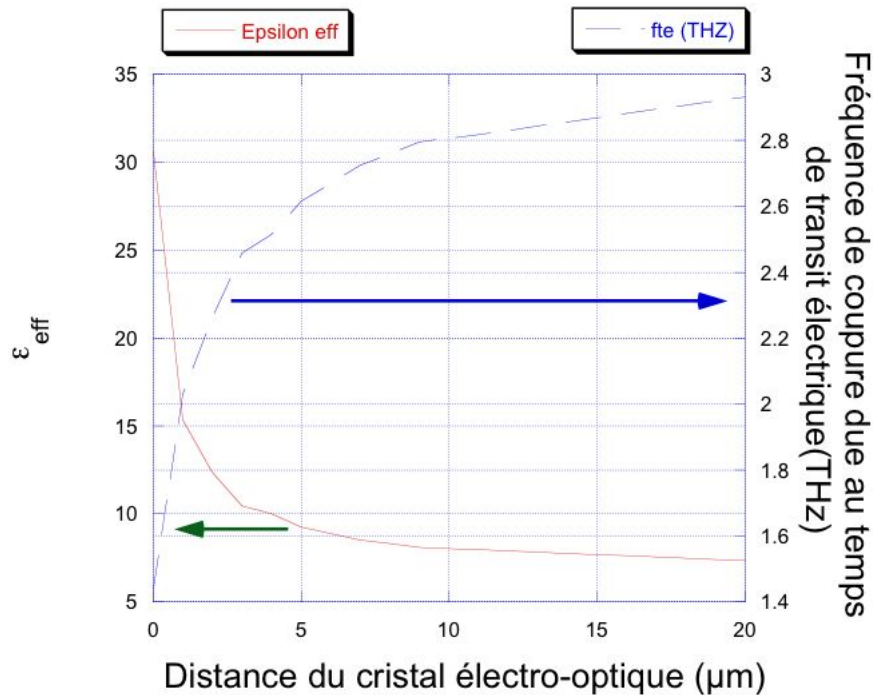
On associe à ce temps de transit électrique un fréquence de coupure à  $-3 \text{ dB}$  en effectuant la transformée de Fourier de la réponse temporelle de forme gaussienne. On en déduit alors :

$$f_{-3dB} = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\pi w} \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (3.14)$$

La fréquence de coupure dépend de la valeur de la permittivité effective. Or cette valeur dépend de l'éloignement du cristal électro-optique par rapport au circuit. En effet, le

crystal électro-optique ayant une forte permittivité relative (environ 44 pour le tantalate de lithium), la distance entre le cristal électro-optique et le circuit va modifier fortement la valeur de la permittivité effective. Afin de connaître l'effet de la distance du cristal sur la fréquence de coupure nous avons réalisé des simulations à l'aide du logiciel Momentum.

Sur la figure 3.26 est représentée l'évolution de la permittivité effective et de la fréquence de coupure associée au temps de transit électrique en fonction de la distance entre le cristal électro-optique et le circuit. Il apparaît que même lorsque le cristal est posé



**Fig. 3.26 :** Evolution du coefficient de permittivité statique et de la fréquence de coupure due au temps de transit électrique en fonction de la distance du cristal électro-optique au circuit.

sur le circuit à mesurer la fréquence de coupure est encore bien au-delà de celle mesurée actuellement. Pour une taille de spot de 10  $\mu\text{m}$  et un  $\epsilon_{\text{eff}}$  de 8,03 qui correspond à un cristal situé à 10  $\mu\text{m}$  du circuit, la fréquence de coupure due au temps de transit électrique est estimée à 2,8 THz.

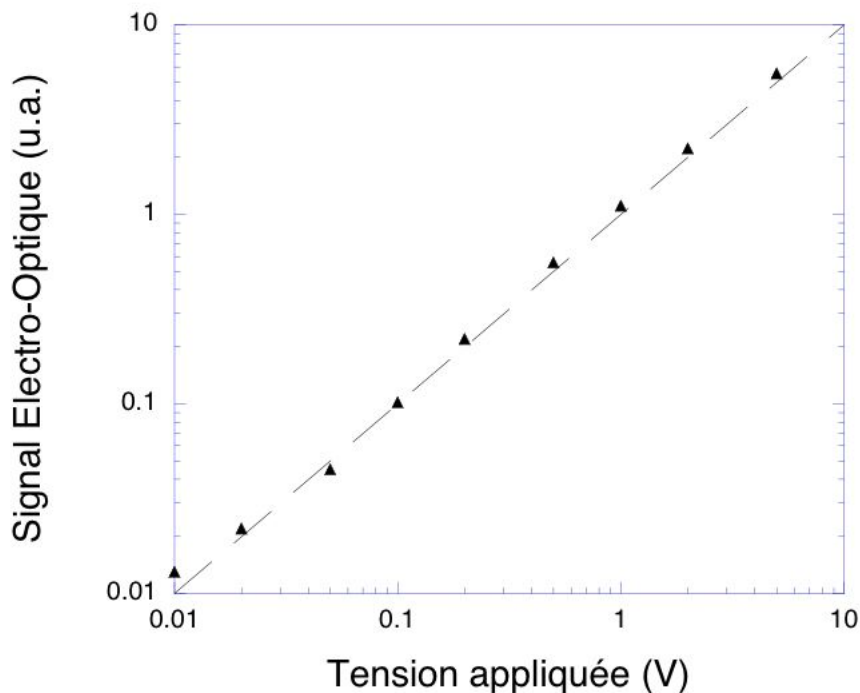
Concernant, la largeur des impulsions optiques, celle-ci est calibrée à l'aide d'un auto-corrélateur en divers endroits du montage fibré afin de s'assurer de la conservation de la durée des impulsions. La largeur à mi-hauteur des impulsions optiques est

toujours inférieure à 300 fs. La principale limitation de résolution temporelle du banc d'échantillonnage électro-optique est donc le temps de transit optique.

Afin d'améliorer la résolution temporelle du banc d'échantillonnage, il faut réduire l'épaisseur du cristal électro-optique. Cependant, la réduction de l'épaisseur du cristal va diminuer la sensibilité de la mesure. Il est alors nécessaire de déterminer la sensibilité du banc de mesure.

### Sensibilité

La sensibilité de l'ensemble de mesure dépend de la configuration expérimentale choisie. Pour avoir accès à la sensibilité de notre banc, nous utilisons toujours la même ligne coplanaire. On se place au maximum du champ électrique à une distance d'un dizaine



**Fig. 3.27** : Evolution du signal électro-optique en fonction de la tension de polarisation de la ligne coplanaire pour une distance de la sonde électro-optique de  $10 \mu\text{m}$  au dessus du circuit.

de microns de la surface du circuit. Ensuite, on fait varier la tension de polarisation de la ligne de quelques volts au millivolt. La tension de polarisation est toujours un signal

carré de fréquence 14,36 kHz. Sur la figure 3.27, le signal électro-optique est représenté en fonction de la tension de polarisation appliquée à la ligne.

Le signal détecté est linéaire par rapport à la tension appliquée sur la ligne. Le minimum de tension détectable est d'environ 10 millivolts pour une constante de temps de 1 s sur la détection synchrone. Cette courbe montre une dynamique de 30 dB. Celle-ci est beaucoup plus importante si l'on polarise la ligne à des tensions supérieures cependant cela n'aurait pas de sens pour les circuits de filière InP puisque ceux-ci n'ont quasiment jamais des tensions d'alimentation supérieures à la dizaine de volts à cause de leur faible tension de claquage. On peut aussi remonter à la tension  $V_\pi$  pour laquelle le déphasage induit est de  $\pi$  à travers la relation :

$$V_{min} = \frac{4V_\pi}{\pi} \sqrt{\frac{q}{i_{avg}}} \left( \frac{V}{\sqrt{Hz}} \right) \quad (3.15)$$

$V_\pi$  est la tension pour laquelle le déphasage est  $\pi$ , c'est un moyen pour comparer les différentes configurations et donne une idée de l'efficacité de l'arrangement électro-optique.

Le banc de mesure présente de très bonnes résolutions spatiale et temporelle ainsi qu'une bonne sensibilité cependant des modifications peuvent être apportées afin d'améliorer encore les caractéristiques et de diminuer les perturbations qu'entraînent la sonde électro-optique.

### 3.3 AMELIORATIONS ET PERSPECTIVES

De bonnes caractéristiques ont été démontrées pour le banc d'échantillonnage électro-optique mais celui-ci est perfectible en terme de sensibilité, de résolution temporelle et de réduction des perturbations créées par la sonde électro-optique.

Afin d'augmenter la sensibilité du banc de mesure il est possible d'utiliser une plus grande puissance optique en associant par exemple un amplificateur à fibre dopée Erbium. Nous disposons alors d'impulsions optiques très puissantes mais la conservation de leur durée ou de leur largeur spectrale devient très compliquée dû à l'aspect fibré du banc électro-optique. En effet, les fibres optiques monomodes utilisées dans le banc expérimental sont pour la plupart des fibres à maintien de polarisation mais dont les coefficients non-linéaires ne sont pas spécialement élevés. Lorsque les impulsions optiques sont très puissantes, au-delà de 10 kW crête (10 mW de puissance moyenne), des effets



non-linéaires tels que l'auto-modulation de phase apparaissent. Ils dégradent fortement la forme spectrale et temporelle des impulsions.

La sensibilité peut être augmentée en utilisant une sonde électro-optique plus performante. C'est-à-dire une sonde électro-optique avec une plus grande efficacité. Là encore plusieurs moyens existent pour y parvenir, on peut utiliser une fibre lentillée à grande focale avec un meilleur rendement (dans notre cas il n'est que de 30 % environ). Le traitement miroir et antireflet du cristal peut encore être amélioré, le coefficient de réflexion est dans notre cas de 96 %. Enfin, une dernière possibilité pour améliorer l'efficacité de la sonde électro-optique est d'utiliser un cristal ayant des coefficients électro-optiques plus élevés avec si possible une permittivité statique plus faible afin de diminuer les perturbations apportées par la sonde. Un matériau répondant à tous ces critères est notamment le polymère électro-optique DAST(4-diméthylamino-N-méthyl-4-stilbazolium tosylate) qui présente de très forts indices électro-optiques ainsi qu'une permittivité de 5 [9]. En revanche, il semble compliqué d'associer un film polymère de faible épaisseur (pour la résolution temporelle) et de petites dimensions (pour la résolution spatiale). Un moyen est de déposer ce type de polymère sur une lame de verre servant de support, puisque la silice ne possède pas d'effet électro-optique, permettant ainsi la réalisation de sonde miniature.

Une dernière technique pour améliorer la dynamique du banc de mesure est de diminuer le bruit. Même si nous utilisons des fibres à maintien de polarisation, la polarisation fluctue au cours du temps rendant la mesure bruitée. Le fait que l'analyse dans notre cas ne se fasse que sur une voie n'arrange bien-sûr pas le problème. Il faudrait pour y remédier disposer d'un cube séparateur non-polarisant permettant ainsi d'y associer un prisme de wollaston pour annuler ce bruit de fluctuation de polarisation.

La résolution temporelle est dans notre cas clairement limitée par l'ensemble expérimental lui-même et plus particulièrement par l'épaisseur du cristal. Un moyen évident d'accroître la résolution temporelle du banc de mesure est donc de réduire l'épaisseur du cristal. Ceci va conduire à une diminution de la sensibilité de la mesure et un compromis est donc nécessaire entre résolution et sensibilité. En revanche, un amincissement du cristal à une épaisseur donnée permet d'ajuster la biréfringence naturelle du cristal à une valeur pour laquelle le cristal joue le rôle d'une lame quart d'onde pour ainsi maximiser l'effet électro-optique autour du maximum d'efficacité (voir figure 3.17).

En ce qui concerne les perturbations induites par la sonde électro-optique, nous avons déjà vu le compromis possible entre sensibilité et perturbations en éloignant la sonde électro-optique du circuit à mesurer. Nous avons aussi traité de la réduction des perturbations en utilisant un matériau électro-optique possédant une permittivité statique plus faible tel que les polymères électro-optiques. Un autre moyen est de façonner la sonde électro-optique pour lui donner une forme tronconique ce qui permet de diminuer les rebonds électriques le long de la ligne.

Nous avons décrit les divers moyens et techniques afin d'améliorer les caractéristiques du banc d'échantillonnage électro-optique. Le moyen le plus direct semble l'amincissement du cristal pour dans un premier temps étendre la gamme de fréquence de mesure. Une amélioration plus significative, malgré les contraintes qu'elle entraîne, serait l'utilisation d'un polymère électro-optique comme milieu de détection. Malgré les quelques améliorations possibles du banc de mesure, celui-ci a démontré une très bonne résolution spatiale de l'ordre de quelques microns, une résolution temporelle de 1,5 ps associé à une sensibilité de la dizaine de millivolts et d'une très bonne dynamique de mesure. Ce banc de mesure d'échantillonnage électro-optique est prêt pour la mesure de circuits aussi bien passifs qu'actifs.

# Bibliographie

- [1] F. Pockels. "*Lehrbuch der kristallographic*". Leipzig, Teubner, 1906.
- [2] Desplanque Ludovic. "*Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde*". PhD thesis, Université des Sciences et Technologie de Lille, nov 2003.
- [3] K. J. Weingarten, M. J. W. Rodwell, and D. M. Bloom. "Picosecond optical sampling of GaAs integrated circuits". *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **24** :p. 198, 1988.
- [4] J. A. Valdmanis. "1 THz-bandwidth prober for high-speed devices and integrated circuits". *Electron. Lett.*, vol. **23** :p. 1308, 1987.
- [5] C. Winnewisser, P. Uhd Jepsen, M. Schall, V. Schyja, and H. Helm. "Electro-optic detection of thz radiation in LiTaO<sub>3</sub>, LiNbO<sub>3</sub> and ZnTe". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **70** :p. 3069, 1997.
- [6] Y. R Shen. "*The principles of non-linear optics*". éditions John Wiley & Sons, 1984.
- [7] A. Yariv. "*Optical electronics*".
- [8] T. Nagatsuma, T. Shibata, E. Sano, and A. Iwata. "Subpicosecond sampling using a noncontact electro-optic probe". *J. Appl. Phys.*, vol. **66** :p. 4001, 1989.
- [9] W. Geis, R. Sinta, W. Mowers, S. J. Deneault, M. F. Marchant, K. E. Krohn, S. J. Spector, D. R. Calawa, and T. M. Lyszczarz. "Fabrication of crystalline organic waveguides with an exceptionnally large electro-optic coefficient". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **84** :p. 3729, 2004.
- [10] F. Michelotti, A. Belardini, M. C. Larciprete, M. Bertolotti, A. Rousseau, A. Ratsimihety, G. Schoer, and J. Mueller. "Measurement of the electro-optic properties of poled polymers at  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$  by means of sandwich structures with zinc oxide transparent electrode". *Appl. Phys. Lett.*, vol. **83** :p. 4477, 2003.

- 
- [11] R. Lefebvre. "Procédé de réalisation de dispositifs piézoélectriques miniatures utilisant un usinage par laser et dispositifs obtenus par ce procédé", 1983.
- [12] K. Yang, G. David, S. Robertson, J. F. Whitaker, and L. P. B. Katehi. "Electro-optic mapping of near field distributions in integrated microwave circuits". *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. **46** :p. 2338, 1998.
- [13] M. Aillerie, N. Théofanous, and M. D. Fontana. "Measurement of the electro-optic coefficients : description and comparison of the experimental techniques". *Appl. Phys. B*, vol. **70** :p. 317, 2000.
- [14] H. G. Jerrard. *J. Opt. Soc. Am.*, vol. **38** :p. 35, 1948.
- [15] H.-C. Huang. "Practical circular-polarization-maintaining optical fiber". *Applied Optics*, vol. **36** :p. 6968, 1997.
- [16] L. Jeunehomme and M. Monerie. "Polarisation-maintaining single-mode cable design". *Electron. Lett.*, vol. **16** :p. 921, 1980.
- [17] K. Yang, L. P. B. Katehi, and J. . Whitaker. "Electric field mapping system using an optical-fiber-based electrooptic probe ". *IEEE Microwave and Wireless Components Lett.*, vol. **11** :p. 164, 2001.
- [18] L.-S. Yan, M. C. Hauer, C. Yeh, G. Yang, L. Lin, Z. Chen, Y. Q. Shi, X. Steve Yao, A. E. Willner, and W. L. Kath. "High-speed, stable and repeatable PMD emulator with tunable statistics". Number Paper MF6. Optical Fiber Communication OFC, 2003.
- [19] L. Duvillaret, J. M. Lourtioz, and L. Chusseau. "Absolute voltage measurements on III-V integrated circuits by internal electro-optic sampling". *Electron. Lett.*, vol. **31** :p. 23, 1995.
- [20] J. L. Freeman, S. R. Jefferies, and B. A. Auld. "Full field modeling of the longitudinal electro-optic probe". *Optics Letters*, vol. **12** :p. 795, 1987.
- [21] O. Mitrofanov. "Laser excess noise reduction in optical phase-shift measurements". *Applied Optics*, vol. **42** :p. 2526, 2003.
- [22] R. A. Dudley, A. G. Roddie, D. J. Bannister, A. D. Gifford, T. Krems, and P. Facon. "Electro-optic S-parameter and electric-field profiling measurement of microwave integrated circuits". *IEE Proc.-Sci. Meas. Technol.*, vol. **146** :p. 117, 1999.

- [23] W. K. Kuo, Y. T. Huang, and S. L. Huang. "Three-dimensional electric-field vector measurement with an electro-optic sensing technique". *Optics Letters*, vol. **24** :p. 1546, 1999.
- [24] S. Rialland. "Echantillonnage électro-optique de circuits électroniques", 2000.

## Chapitre 4

# MESURES PICOSECONDES PAR ECHANTILLONNAGE ELECTRO-OPTIQUE à 1,55 $\mu\text{m}$

Le banc d'échantillonnage a été caractérisé dans le chapitre précédent. De bonnes résolutions spatiale et temporelle ainsi qu'une bonne sensibilité ont été démontrées. Des composants passifs et actifs ont été étudiés dans un régime picoseconde grâce à l'utilisation de notre banc de mesure. Le déclenchement de la mesure à l'aide d'un photoconducteur rapide basé sur un substrat InP ouvre la voie au test de tous les circuits télécoms développés sur ce type de substrat. Nagatsuma propose un banc d'échantillonnage déclenché par une photodiode de type UTC (uni-travelling carrier)[1]. Ce banc dont le déclencheur est développé sur InP permet aussi le test des circuits télécoms. Cependant un désavantage de cette technique est que le photodétecteur possède une ingénierie de bandes spécifique qui le rend difficilement intégrable sur une plaque de circuits actifs télécoms. Pourtant, pour tester le plus fidèlement possible ces circuits il semble inévitable d'intégrer le déclencheur directement sur la plaque pour s'affranchir ainsi de toutes connexions qui pour des temps sub-picosecondes deviennent très gênantes.

Dans un premier temps, la réponse temporelle de photodiodes rapides sensibles à une longueur d'onde de 1,55  $\mu\text{m}$  seront présentées. Dans un second temps, nous allons montrer les mesures effectuées sur un guide d'onde coplanaire réalisé sur substrat InP. La propagations de signaux de l'ordre de la picoseconde sur guide coplanaire a surtout été

étudié sur substrat GaAs. Enfin, nous présenterons la réponse temporelle d'un circuit actif rapide à une impulsion électrique picoseconde.

## 4.1 Mesures de photoconducteurs et photodiodes

Le banc d'échantillonnage électro-optique s'applique également à la caractérisation des composants optoélectroniques. En effet, la réponse temporelle électrique des composants à une impulsion optique courte à 1,55  $\mu\text{m}$  est mesurable avec une résolution proche de la picoseconde. Dans ce cas, c'est l'impulsion optique de pompe qui sert au déclenchement du composant. Dans le chapitre 2 nous avons étudié la réponse temporelle des photoconducteurs à l'aide d'un banc d'échantillonnage électro-optique. Dans ce paragraphe nous allons étudier la réponse temporelle de photodiodes rapides.

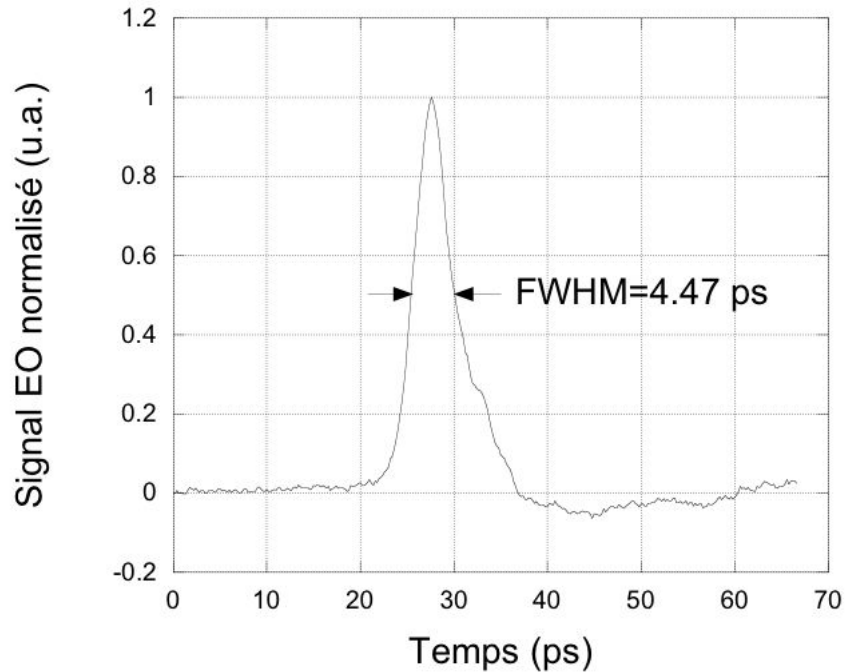
### 4.1.1 Mesures picosecondes de photoconducteurs irradiés

Les photoconducteurs rapides servent de déclenchement au banc d'échantillonnage électro-optique mais peuvent aussi être mesurés par celui. Ils sont mesurés de manière directe, c'est-à-dire que le faisceau optique de pompe sert à générer une impulsion électrique via le photoconducteur et celle-ci est directement mesurée par la sonde électro-optique (voir chapitre 2). Nous ne présenterons pas dans ce paragraphe de mesures supplémentaires sur les photoconducteurs mais les mêmes réponses temporelles ont été obtenues avec le banc d'échantillonnage préliminaire (en espace libre) et avec le banc de mesure final (fibré).

### 4.1.2 Mesures picosecondes de photodiodes rapides

Dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe du Professeur Campell et de Stéphane Demiguel du laboratoire "Microelectronics research center" de l'université d'Austin au Texas, nous avons été amené à caractériser des photodiodes rapides (bande passante  $> 50$  GHz) à l'aide du banc d'échantillonnage électro-optique. Les photodiodes qu'ils ont fabriquées sont des photodiodes de type PIN à couplage évanescent par un guide d'onde planaire multimode (SPMWP : Short Planar Multimode Waveguide Photodiode). La structure de la photodiode est décrite dans la référence [2].

La réponse de la photodiode à une impulsion optique de 200 fs est représentée sur la figure 4.1. L'impulsion électrique mesurée montre que la photodiode a une bande pas-



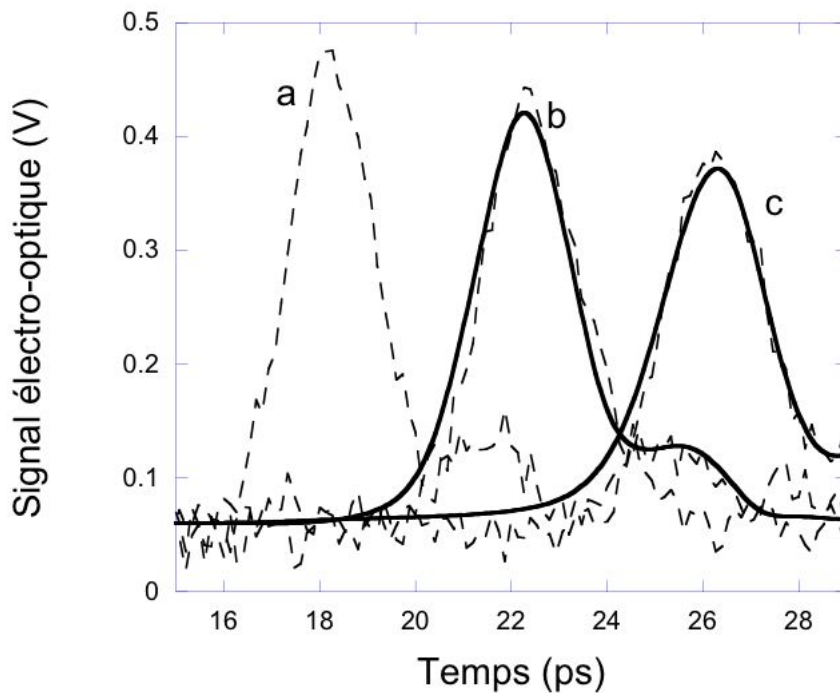
**Fig. 4.1** : Réponse temporelle de la photodiode PIN de dimensions  $5 \times 20 \mu\text{m}^2$  à une impulsion optique de 200 fs et polarisée à -2 V.

sante d' environ 78 GHz. Cela correspond à une bande passante d'environ 83 GHz après déconvolution de la réponse de l'ensemble expérimental. Le temps de montée de l'impulsion électrique est mesuré à 3,3 ps. Cette valeur est beaucoup plus grande que la limite de résolution de notre banc de mesure ce qui est assez surprenant. Nous nous attendions à avoir un front de montée plus court, cette mesure reste donc à confirmer. L'impulsion optique a pu être élargi par un mauvais réglage optique réduisant ainsi la bande passante de l'ensemble de mesure. Cependant, nous n'avons pas eu le temps de vérifier ce point et de nouvelles mesures sont planifiées afin de déterminer précisément la réponse de ces photodiodes.



## 4.2 Mesures de lignes coplanaires sur InP

Les lignes de transmission coplanaires sont un moyen permettant de transmettre des signaux hyperfréquences de manière très efficace car ayant de faibles pertes dans cette gamme de fréquence. Les lignes coplanaires sont de plus en plus utilisées pour les interconnexions électriques des circuits hyperfréquences [3]. Les lignes coplanaires sur substrat GaAs ont été caractérisées et étudiées à des fréquences très élevées et pour la propagation d'impulsions électriques très courtes notamment grâce au développement des photoconducteurs basés sur des couches de GaAs épitaxié à basse température[4]. En revanche, les circuits à haut débits utilisent de plus en plus les matériaux de filière InP pour leur forte valeur de mobilité des porteurs libres[5]. Or, les lignes coplanaires sur InP ont été peu étudiées et peu de données existent sur les caractéristiques de propagation d'impulsions picosecondes. L'extension de l'étude au composant basé sur InP tel que les guides d'onde coplanaires requiert le développement de photoconducteurs rapides sur substrat InP [1].



**Fig. 4.2 :** Forme de l'impulsion électrique au cours de la propagation sur une guide d'onde coplanaire de ruban signal de 30  $\mu\text{m}$  et d'espace entre signal et masse de 21  $\mu\text{m}$ .

Des mesures de déformation du profil temporel de l'impulsion électrique, générée par

le photoconducteur irradié, le long de la ligne coplanaire de largeur de ruban signal de  $30\ \mu\text{m}$  et d'espace entre signal et masse de  $21\ \mu\text{m}$  prolongeant le photoconducteur sont représentées sur la figure 4.2.

L'amplitude de l'impulsion électrique diminue clairement au cours de la propagation. Cette diminution d'amplitude est attribuée aux pertes de la ligne de transmission. En effet, comme tout milieu propagatif, le guide d'onde coplanaire est défini par une constante de propagation de la forme :

$$\gamma(f) = \alpha(f) + j\beta(f) \quad (4.1)$$

La partie réelle de la constante de propagation représente les pertes que subissent les signaux transmis par le milieu propagatif et la partie imaginaire détermine la vitesse de phase des ondes propagées sur la ligne. Cette vitesse de phase est définie comme :

$$v_\phi(f) = \frac{2\pi f}{\beta(f)} \quad (4.2)$$

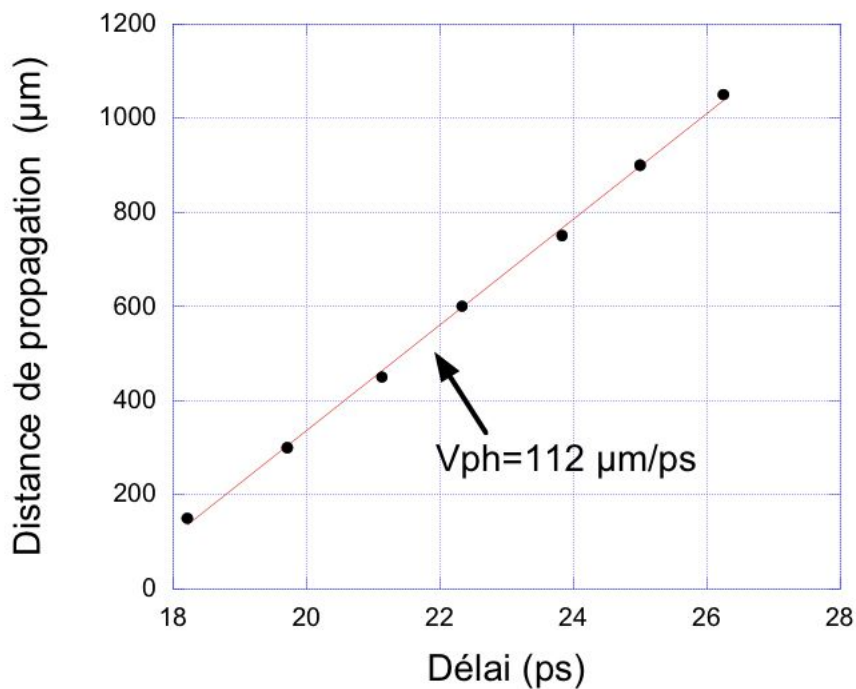
avec  $f$  la fréquence du signal propagé.

Les pertes induites par la propagation d'un signal sur une ligne coplanaire sont supposés faibles [6] pour des signaux électriques et ont plusieurs origines. Elles sont essentiellement de trois types :

- Les pertes métalliques (ou résistives),  $\alpha_c$ , qui sont essentiellement dues à la conductivité finie des métaux utilisés pour les guides d'ondes coplanaires. Ces pertes augmentent lorsque la dimension des électrodes diminue. L'effet de peau les rend proportionnelles à la racine carrée de la fréquence du signal.
- Les pertes diélectriques,  $\alpha_d$ , sont liées à l'absorption du signal transmis dans le substrat. Ces pertes dépendent donc du matériau utilisé comme substrat. L'origine physique de ces pertes est attribuée à l'absorption par des phonons ou des porteurs libres lorsque le substrat est un semiconducteur. Ces pertes sont souvent proportionnelles à la fréquence et caractérisées par un paramètre constant  $\delta$  ou sa tangente  $\tan(\delta)$ .
- Les pertes par rayonnement,  $\alpha_r$ , qui n'existent pas pour des guides à structure fermée, sont plus ou moins importantes pour les guides d'onde tels que les lignes coplanaires. Ces pertes sont souvent faibles à basse fréquence mais le couplage avec des ondes de surface peut devenir significatif pour les hautes fréquences.

Les pertes métalliques sont supposées prédominantes et les pertes diélectriques sont

négligées. Nous avons défini les constantes de propagation selon les lois définies par les équations tirées respectivement pour les pertes radiatives et pour les pertes métalliques des articles de Frankel *et al.* [7] et Ghione [8]. Sur la figure 4.2 en traits pleins sont représentées les simulations effectuées sous HP-ADS de la propagation d'une impulsion électrique similaire à l'impulsion générée par le photoconducteur irradié dont les constantes de propagation sont définies par l'équation 4.1. La conductivité de l'or est fixée à  $\sigma = 4 \times 10^7 \Omega^{-1} m^{-1}$ , la constante diélectrique relative de l'InP  $\epsilon_r$  est prise égale à 12,35 et les dimensions géométriques de la ligne sont celles définies précédemment. Il n'y a donc aucun paramètre ajustable dans ce modèle. Un bon accord est trouvé entre les impulsions électriques mesurées et simulées. L'atténuation ainsi que l'élargissement des impulsions électriques est du même ordre pour les mesures et pour les simulations. Le décalage du maximum du pic de l'impulsion en fonction de la distance parcourue par l'impulsion au cours du temps est représentée sur la figure 4.3. La pente de la régression linéaire de cette courbe donne accès



**Fig. 4.3** : Distance parcourue par l'impulsion électrique en fonction du temps.

à la valeur de la vitesse de propagation de l'impulsion électrique qui est de 112  $\mu\text{m}/\text{ps}$ . Cette valeur est proche de la valeur de 116  $\mu\text{m}/\text{ps}$  calculée simplement par l'équation  $v = \frac{c}{\sqrt{(\epsilon_r+1)/2}}$ . Le résultat confirme la très faible contribution de la face inférieure du

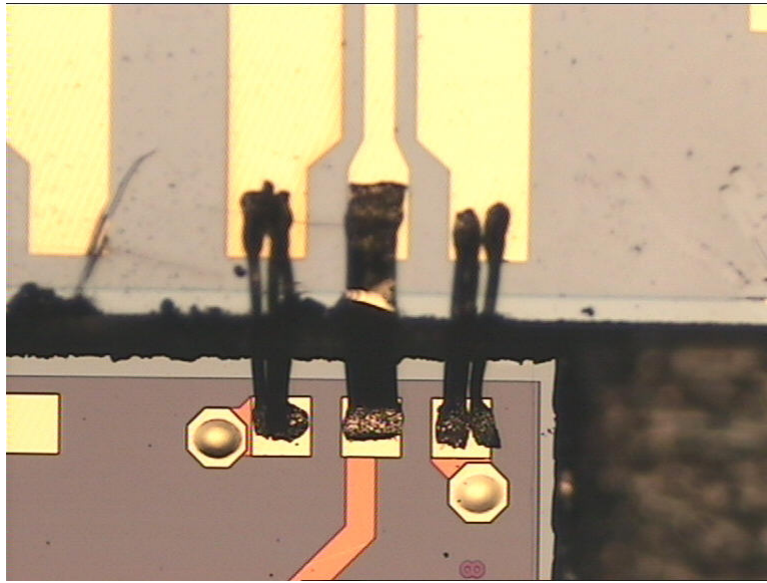
substrat InP qui repose sur un support métallique ce qui est attendu pour une distance signal-masse de  $21 \mu\text{m}$  et une épaisseur du substrat InP de  $300 \mu\text{m}$ . Les pertes sont de l'ordre de quelques dixièmes de dB/mm et la dispersion de l'impulsion électrique est estimée à  $0,4 \text{ ps/mm}$ .

Les caractéristiques de propagation de la ligne de transmission sont très bonnes et les pertes assez faibles. Les guides d'ondes coplanaires sont donc de très bons milieux pour propager des impulsions picosecondes sur plusieurs millimètres sans trop les dégrader.

### 4.3 Mesures d'un amplificateur distribué de bande passante 60 GHz

Enfin, la dernière mesure, celle pour laquelle le banc d'échantillonnage a été conçu, est la mesure d'un circuit actif. D'autres techniques telles que la cartographie électro-optique de champs électrique à l'aide d'antennes radiatives [9] ont été réalisées par Yang *et al.* pour étudier les circuits actifs sur InP. Malheureusement cette technique utilisant des antennes et un synthétiseur de fréquence est difficilement compatible avec le test de circuits picosecondes à cause de la gigue temporelle trop importante entre le déclenchement et la mesure. De plus, il n'est pas possible d'accéder à la forme temporelle du signal. Une autre technique, toujours basé sur l'échantillonnage électro-optique, est d'exciter le circuit actif directement à l'aide de l'impulsion optique de pompe comme le propose Bhattacharya *et al.*[10]. Cette technique impose cependant que le circuit sous test soit sensible à la longueur d'onde du faisceau optique de mesure. Une alternative est d'exciter le circuit à l'aide d'un synthétiseur mais dans ce cas comme auparavant la mesure est limitée par le synthétiseur lui-même et la synchronisation avec le laser utilisé pour la mesure [11, 12, 13]. Une dernière possibilité est celle proposée par Sahri *et al.* [14] qui repose sur des sondes coplanaires spéciales qui intègrent les éléments de mesure et de déclenchement. Ce système est très pratique et des mesures très reproductibles sont obtenues cependant il est impossible d'avoir accès à la forme temporelle de l'impulsion électrique en plusieurs points du circuit. Cette situation est la même que celle rencontrée pour la mesure fréquentielle avec un analyseur de réseau. De plus, la correction des perturbations induites par les sondes coplanaires rendent problématique la descente à des résolutions subpicosecondes.

Dans notre cas, le circuit à mesurer est un amplificateur distribué de technologie p-



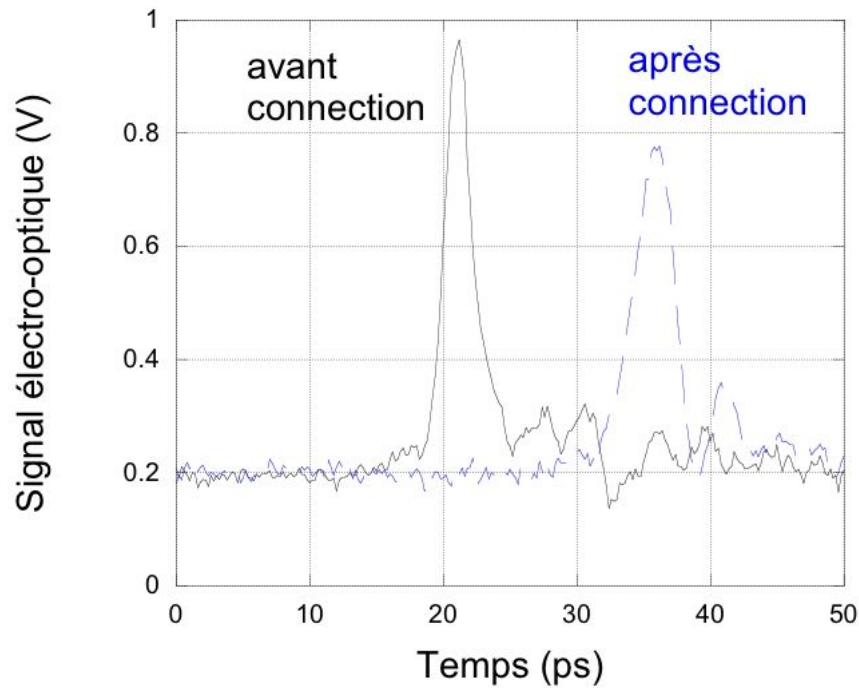
**Fig. 4.4** : Images des connexions entre la ligne du photoconducteur de déclenchement, l'amplificateur distribué et la ligne placée après pour permettre la mesure du signal amplifié.

HEMT sur InP d'Alcatel/Opto+. Cet amplificateur est prévu pour fonctionner à des débits de 60 Gbit/s. Malheureusement, aucune plaque n'a été prévue pour laquelle un photoconducteur serait intégré directement devant un amplificateur distribué. Pour y remédier, nous avons réalisé des connexions entre le photoconducteur irradié, l'amplificateur distribué et la ligne de mesure comme on peut le voir sur la figure 4.4.

Ces connexions métalliques induisent bien évidemment des déformations sur les impulsions électriques incidentes et transmises. Nous avons représenté sur la figure 4.5 l'impulsion électrique avant et après les connexions mesurées sur un motif spécifique.

L'amplitude de l'impulsion électrique est dégradée de 0,76 V à 0,57 V et sa largeur à mi-hauteur passe de 2,2 ps à 3,3 ps. Les connexions sont donc d'assez bonnes qualités et dégradent faiblement les impulsions électriques transmises.

Pour mesurer l'amplificateur, nous devons le polariser afin de se placer dans son régime de fonctionnement linéaire. En pratique, nous avons polarisé la cascode à 1,25 V et le drain à 7 V. Afin de mesurer la réponse de l'amplificateur distribué nous mesurons l'impulsion électrique incidente en plaçant le cristal avant le circuit puis nous mesurons l'impulsion amplifiée par le circuit en plaçant le cristal sur la ligne après l'amplificateur. Les profils temporels des impulsions électriques avant et après l'amplificateur sont normalisés en am-

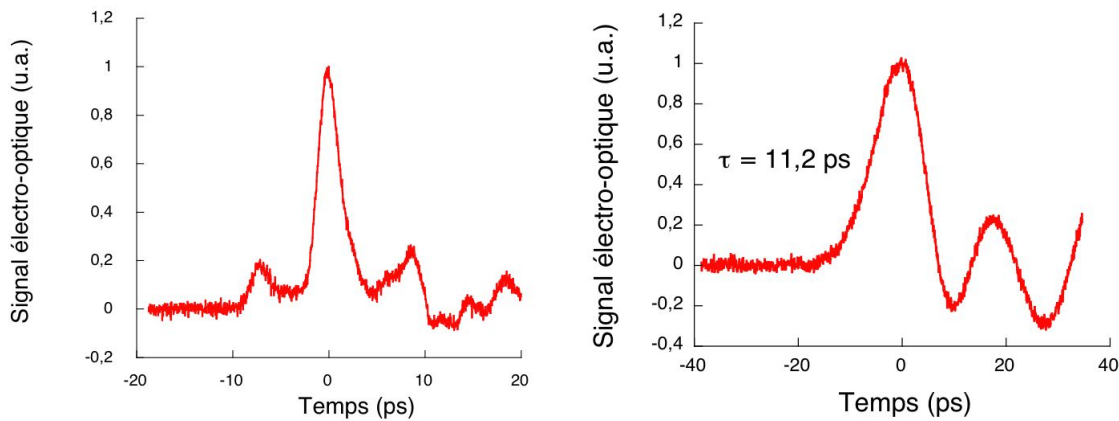


**Fig. 4.5 :** Impulsion électrique avant et après les connexions.

plitude et sont arbitrairement au délai zéro afin d'apprécier l'élargissement de l'impulsion électrique (voir figure 4.6).

L'impulsion électrique de déclenchement est générée par un photoconducteur interdigité irradié à une dose de  $10^{12}$  Br<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup> et polarisé par une tension crête négative de 0 à -1 volt. Le photoconducteur est polarisé par une tension négative dans le but de générer une impulsion négative car l'amplificateur ne peut être attaqué que par une tension comprise entre 0,1 et -0,5 V. L'impulsion de déclenchement présente une durée de 2,1 ps pour une amplitude estimée à 0,3 volts. On ne peut pas avoir accès directement à l'amplitude de l'impulsion car la calibration est impossible dans ce cas. La réponse du circuit est clairement visible sur la mesure de l'impulsion transmise. L'impulsion transmise est bien amplifiée d'un facteur 2 et l'impulsion est élargie pour atteindre une valeur de 10,7 ps. Le front de montée passe de 1,5 ps pour l'impulsion incidente à une valeur de 11,2 ps à 10-90 %.

Cette valeur est trop importante pour un fonctionnement à 60 GHz. Les paramètres S de ce circuit ont été mesurés à l'aide d'un analyseur de réseau. On observe sur la figure



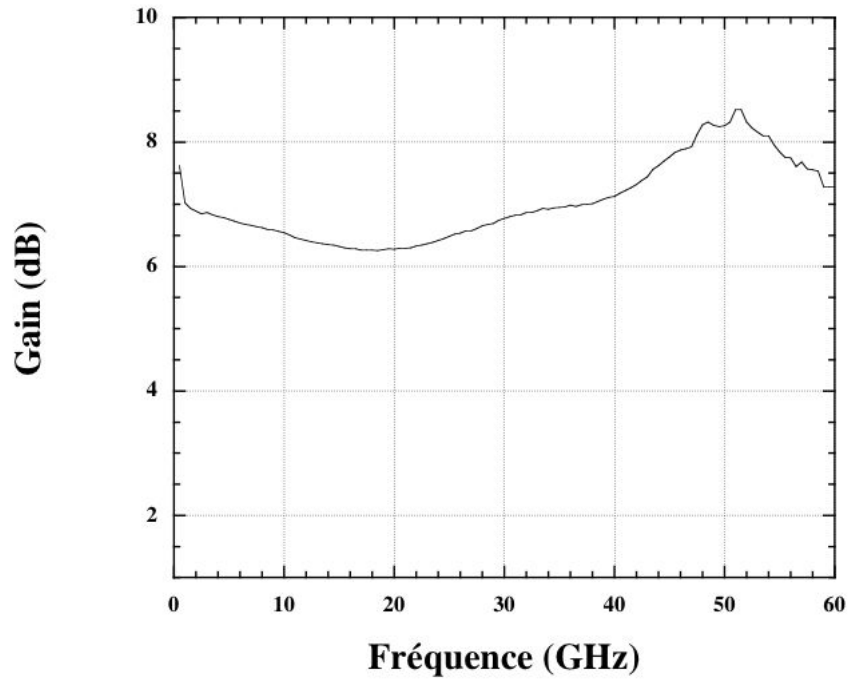
**Fig. 4.6 :** *Impulsions électriques de déclenchement (à gauche) et après passage dans l'amplificateur distribué (à droite).*

4.7 que le gain n'est pas dégradé au-delà de 60 GHz.

Les mesures fréquentielles en petits signaux montrent un bon fonctionnement au-delà de 60 GHz. Cette différence peut avoir plusieurs origines :

- Soit l'amplificateur ne fonctionne pas dans son régime linéaire.
- Soit les rebonds visibles sur l'impulsion incidente contribuent à l'élargissement de l'impulsion amplifiée. En effet, les rebonds avant et après le pic principal de l'impulsion électrique incidente proviennent d'un mauvais réglage de la source optique qui génère les impulsions de 200 fs. Ces rebonds doivent à tout prix être supprimés pour avoir un signal de déclenchement correct.
- Soit les liaisons entre la ligne de déclenchement (et de mesure) et l'amplificateur dégradent la forme de l'impulsion mais sont insuffisantes pour expliquer un écart si important (voir figure 4.5).

La forme spéciale du front de montée de l'impulsion amplifiée laisse aussi penser à une non-linéarité du fonctionnement de l'amplificateur. Une fois le problème des rebonds optiques réglés, nous projetons de mesurer l'évolution du front de montée de l'amplitude en fonction de la tension de polarisation aux bornes du photoconducteur de déclenchement afin de vérifier l'hypothèse d'un régime de fonctionnement non-linéaire de l'amplificateur distribué. Cette mesure est un des gros avantages d'un tel banc, c'est de pouvoir étudier la réponse d'un circuit aussi bien en petits qu'en grands signaux.



**Fig. 4.7** : Paramètres  $S_{21}$  en dB de l'amplificateur distribué jusqu'à 60 GHz.

## 4.4 Conclusions et perspectives

Les mesures réalisées montrent bien toutes les potentialités du banc d'échantillonnage électro-optique. Il s'avère être un outil indispensable pour la caractérisation d'éléments passifs tels que les lignes coplanaires, les coudes ou autres. Il peut aussi permettre de caractériser la réponse de composants électro-optiques pour des temps aussi courts que quelques picosecondes. Et enfin, le test de circuits actifs haut-débits est possible en caractérisant les points précis où est limité la résolution du composant ainsi que sa plage de fonctionnement.



# Bibliographie

- [1] T. Nagatsuma. "Photonic measurement technologies for high-speed electronics". *Meas. Sci. Technol.*, vol. **13** :p. 1655, 2002.
- [2] S. Demiguel, N. Li, X. Zheng, J. Kim, C. Campbell, H. Lu, and A. Anselm. "Very high-responsivity evanescently coupled photodiodes integrating a short planar multimode waveguide for high-speed applications". *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **15** :p. 1761, 2003.
- [3] K. C. Gupta, R. Garg, I. Bahl, and P. Bhartia. "*Microstrips Lines and Slotlines*". 2<sup>nd</sup> ed., Artech House, 1996.
- [4] K. J. Weingarten, M. J. W. Rodwell, and D. M. Bloom. "Picosecond optical sampling of GaAs integrated circuits". *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **24** :p. 198, 1988.
- [5] Y. Daelyu, L. Kyungho, K. Bumman, D. Ontiveros, K. Vargason, J. M. Kuo, and Y. C. Kao. "Ultra high-speed InP-InGaAs SHBTs with  $f_{max}$  of 478 GHz". *IEEE Electron. Device Lett.*, vol. **24** :p. 384, 2003.
- [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.*, vol. **71** :p. 2842, 1997.
- [7] M. Y. Frankel, K. C. Gupta, J. A. Valdmanis, and G. A. Mourou. "Terahertz attenuation and dispersion characteristics of coplanar transmission lines". *IEEE Trans. On Microwave Theory and Techn.*, vol. **39** :p. 910, 1991.
- [8] G. Ghione. "A cad-oriented analytical model for the losses of general asymmetric coplanar lines in hybrid and monolithic MICs". *IEEE Trans. On Microwave Theory and Techn.*, vol. **41** :p. 1499, 1993.

- [9] K. Yang, T. Marshall, M. Forman, J. Hubert, L. Mirth, Z. Popovic, L. P. B. Katehi, and J. Whitaker. "Active-amplifier-array diagnostics using high-resolution electrooptic field mapping". *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. **49** :p. 849, 2001.
- [10] D. Bhattacharya, H. Erlig, M. E. Ali, S. Wang, H. R. Fetterman, R. Lai, and D. C. Streit. "The optical response of epitaxial lift-off HEMT's to 140 GHz". *IEEE J. Quantum Electr.*, vol. **33** :p. 1507, 1997.
- [11] R. Hoffmann and H.-J. Pfeiderer. "Electro-optic sampling system for the testing of high-speed integrated circuits using a free running solid-state laser". *J. lightwave Technol.*, vol. **14** :p. 1788, 1996.
- [12] H. Takahashi, S.-I. Aoshima, and Y. Tsuchiya. "Sampling and real-time methods in electro-optic probing system". *IEEE Trans. on Instrum. and Meas.*, vol. **44** :p. 965, 1995.
- [13] R. A. Dudley, A. G. Roddie, D. J. Bannister, A. D. Gifford, T. Krems, and P. Facon. "Electro-optic S-parameter and electric-field profiling measurement of microwave integrated circuits". *IEE Proc.-Sci. Meas. Technol.*, vol. **146** :p. 117, 1999.
- [14] N. Sahri and T. Nagatsuma. "Application of 1.55- $\mu\text{m}$  photonic technology to practical millimeter-wave network analysis". *IEICE Trans. Electron.*, vol. **E82-C** :p. 1307, 1999.



# CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons réalisé un banc d'échantillonnage électro-optique pour la mesure de circuits télécoms au-delà de 80 Gbit/s. Pour se faire il a fallu aborder de nombreux sujets très variés tels que l'irradiation ionique, la photoconduction ultra-rapide, l'effet électro-optique... Les résolutions extrêmes visées pour le banc de mesure final ont déterminé les orientations concernant le déclenchement et la mesure de celui-ci. En effet, un des premiers aspects du banc d'échantillonnage électro-optique est qu'il doit être compatible avec la filière InP, c'est-à-dire qu'il puisse mesurer des composants à haut-débits dont le substrat est en InP. De plus, la résolution de la mesure doit atteindre la picoseconde.

Une résolution temporelle picoseconde oblige une synchronisation parfaite entre le déclenchement et la mesure. La gigue temporelle inhérente à tout appareillage électronique nous a conduit à dériver de la même impulsion optique, l'impulsion optique de déclenchement et celle de mesure. Le fait de déclencher et de mesurer le circuit à l'aide de la même impulsion optique rend la gigue temporelle quasiment nulle. Par contre, ce choix oblige à recourir à un composant qui va servir de convertisseur optique/électrique afin de convertir l'impulsion optique en impulsion électrique la plus courte possible pour déclencher le circuit à tester. Le deuxième aspect, qui est la compatibilité avec la filière InP, impose à ce convertisseur optique/électrique d'être un composant basé sur des couches épitaxiées sur substrat InP. Pour étendre les applications de ce banc de mesure au test de circuits optoélectroniques télécoms à haut-débits, nous avons opté pour l'utilisation d'une source laser à 1,55  $\mu\text{m}$ . Ce choix est d'autant plus motivé par le faible coût et le faible encombrement des sources impulsionnelles à 1550 nm. Compte tenu de ces différents éléments, nous avons décidé de réaliser un photoconducteur sensible à 1,55  $\mu\text{m}$  basé sur une couche d'InGaAs épitaxiée sur InP. Obtenir un photoconducteur délivrant des impulsions pico-

secondes à partir d'un faisceau optique à 1550 nm n'était jusqu'alors jamais réalisé et une partie importante du travail a porté sur ce point.

Dans un premier temps, il fallait donc réussir à obtenir un photoconducteur rapide sensible à 1550 nm. Dans ce contexte, nous avons conçu et réalisé un photoconducteur avec une couche active en InGaAs. La couche d'InGaAs a été irradiée par des ions afin d'introduire des pièges pour les porteurs libres. Deux types d'irradiations sont alors possibles, irradiation avec des ions lourds ou des ions légers, et tout une partie de ce travail a porté sur la compréhension et la caractérisation des effets de chaque type d'irradiation. De multiples expériences optiques et électriques ont permis de distinguer les différentes répartitions de défauts en fonction de la masse de l'ion utilisé. La première observation est que l'irradiation par des ions lourds ( $\text{Au}^+$ ) introduit des agglomérats de défauts ( $\simeq 6$  nm) dans la couche semiconductrice alors que l'irradiation par les ions légers ( $\text{H}^+$ ) n'introduit que des défauts dits ponctuels invisibles par microscopie électronique à transmission. De plus, les agglomérats sont plus stables thermiquement que les défauts ponctuels puisqu'après un recuit à 600 °C la couche irradiée par des ions  $\text{H}^+$  recouvre ses propriétés originelles contrairement à la couche irradiée par des ions  $\text{Au}^+$  qui présente toujours l'information de l'irradiation (agglomérats toujours visibles et temps de capture court). Du point de vue des caractéristiques électriques des couches irradiées, les deux types d'irradiation ont démontré une faible dégradation de la mobilité des porteurs libres. La dégradation de la mobilité des porteurs libres est due à la diffusion des porteurs libres sur les défauts introduits par l'irradiation ionique. Un modèle a été développé pour analyser la nature des centres diffusants pour chaque type d'irradiation. Il a alors été démontré que l'irradiation aux protons introduisait plus spécifiquement des paires de défauts conduisant à une diffusion dipolaire des porteurs beaucoup moins efficace que la diffusion sur des centres isolés ionisés ou neutres comme c'est le cas pour l'irradiation par des ions  $\text{Au}^+$ .

Quelque soit le type d'irradiation, les couches d'InGaAs irradiées ont démontré des temps de vie des porteurs libres inférieures à la picoseconde associés à de bonnes propriétés électriques. Ces couches semblent donc tout à fait adaptées à la réalisation de photoconducteurs rapides. Nous avons donc ensuite étudié les performances de photoconducteurs rapides basés sur des couches d'InGaAs irradiées par des ions.

Des photoconducteurs irradiés par des ions  $\text{Au}^+$  ont été étudiés et ont démontré de très bonnes caractéristiques aussi bien en terme de durée d'impulsions électriques qu'en

terme d'amplitude. En effet, un photoconducteur irradié à une dose de  $10^{11}$  Au<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup> a permis de générer des impulsions électriques de 2,2 ps pour une amplitude de 0,65 V lorsqu'il est polarisé par une tension de 3 V. Les propriétés de tels composants laissent envisager facilement le test de composants puisque l'impulsion électrique a une durée suffisamment courte et que l'amplitude de l'impulsion est parfaitement compatible avec le test de circuits télécoms rapides. Il est possible d'obtenir des composants encore plus rapides en augmentant la dose d'irradiation si cela est nécessaire. Un autre point important est que les différentes mesures ont permis de vérifier que l'irradiation ionique pouvait être effectuée avant ou après les étapes technologiques (stabilité thermique des défauts dans la gamme de température des technologies standards, faibles dégradations des lignes coplanaires par l'irradiation). Bien-sûr, pour le test de circuit avec le photoconducteur intégré sur la même plaque, l'irradiation doit se faire après réalisation des composants. Un masque mécanique simple permet de protéger les zones que l'on ne souhaite pas irradier mais cette technique n'est pas très précise (au mieux la centaine de microns). Une technique de masquage par dépôt de métal à travers un masque de résine pourrait permettre d'atteindre de meilleures résolutions. Enfin, ces composants constituent aussi de très bons candidats pour émettre des signaux THz à  $1,55 \mu\text{m}$ . Concernant les photoconducteurs irradiés avec des protons, nous n'avons pas obtenu des impulsions de l'ordre de la picoseconde avec de bonnes amplitudes. La présence de paires de défauts peuvent gêner la générations d'impulsions électriques picosecondes.

Les photoconducteurs présentent donc les caractéristiques satisfaisantes pour servir de déclenchement dans notre banc d'échantillonnage électro-optique. Nous avons intégré un photoconducteur irradié dans le banc de mesure pour exciter les circuits à tester. Afin de mesurer avec une résolution temporelle picoseconde le champ électrique qui se propage sur le circuit déclenché par le photoconducteur rapide, il a fallu concevoir une sonde électro-optique.

Le cristal choisi pour mesurer le champ électrique au niveau du circuit est le tantalate de lithium. Ces forts coefficients électro-optiques et son orientation spécifique conduisent à une bonne sensibilité ainsi qu'une mesure du champ électrique uniquement colinéaire à l'axe optique (axe C) du cristal. Le cristal est traité antireflet et miroir, respectivement sur la face supérieure et la face inférieure. Pour pouvoir mesurer le champ électrique à divers endroits du circuit, il faut que le cristal soit de petites dimensions. La découpe du cristal

s'est avérée un étape délicate et de nombreux essais ont été tentés. Les cristaux de petites dimensions sont difficiles à manipuler. Pour les déplacer sur le circuit à mesurer nous les avons reporté sur un support mécanique, une pointe micrométrique. Cette pointe est fixée ensuite sur une platine de translation 3 axes à laquelle est solidaire la fibre lentillée à grande focale qui permet de focaliser le faisceau optique de mesure sur la face inférieure du cristal.

La sonde électro-optique miniature en plus de conserver ce couplage tout en déplaçant la sonde dans les trois directions, permet d'effectuer les mesures du champ électrique dans de nombreux endroits du circuit.

Le banc expérimental final étant réalisé, nous l'avons dans un premier temps caractérisé. Nous avons montré que la réponse du banc de mesure est linéaire sur 3 ordres de grandeur. Une bonne sensibilité a été démontrée avec une tension minimale détectable de 10 mV. Une résolution temporelle de 1,5 ps ainsi qu'une résolution spatiale de quelques microns ont été mesurées. Ces très bonnes caractéristiques du banc de mesure nous permettent d'envisager son utilisation pour la mesure de circuits passifs et actifs. Nous avons démontré que le banc d'échantillonnage électro-optique est un moyen très efficace pour caractériser tous les éléments passifs épitaxiés sur substrat InP. Une ligne coplanaire a ainsi pu être caractérisée pour la propagation d'impulsions électriques picosecondes. Des composants tels que les photoconducteurs et les photodiodes sensibles à  $1,55 \mu\text{m}$  ont aussi été mesurés. Enfin, le banc d'échantillonnage électro-optique a permis de tester un amplificateur distribué de conception Alcatel/Opto+ sur la fonderie p-HEMT d'Ommic de bande passante 60 GHz. Les mesures ont permis de déterminer la plage de fonctionnement linéaire de l'amplificateur.

Le banc d'échantillonnage électro-optique est adapté à la mesure des composants haut-débits avec une très bonne résolution temporelle. Disposer d'un cristal plus mince serait indispensable pour améliorer la bande passante du banc de mesure. Afin de réaliser des mesures de meilleures qualités, il faudrait aussi que le photoconducteur de déclenchement soit intégré sur la même plaque que le composant à tester. Cela éviterait tous les parasites et les déformations des signaux électriques picosecondes. A terme, pour accompagner la montée en débit des circuits télécoms un photoconducteur intégré sur la plaque serait une solution pour le test systématique des composants avec une résolution temporelle sub-picoseconde.

# ANNEXE A

## Modélisation des caractéristiques courant-tension des photoconducteurs

Nous avons modélisé les caractéristiques Courant-tension dans des jonctions de type diode Schottky situées à l'interface des électrodes du photoconducteur et de sa couche active. Nous avons décomposé la modélisation du photocommutateur en plusieurs étapes.

### Expression du courant dans une jonction

Le courant qui traverse une jonction métal-semi-conducteur est principalement dû aux porteurs dont la mobilité est la plus importante (les électrons dans notre cas). Trois mécanismes différents peuvent coexister : La diffusion des porteurs du semi-conducteur vers le métal, passage de la barrière de Schottky par effet tunnel et l'émission thermoélectronique des porteurs. Bien souvent, le comportement des porteurs est déterminé par l'un de ces phénomènes qui est alors prédominant. Nous ne considérerons que le courant de notre jonction suivant l'émission thermoélectronique<sup>1</sup>.

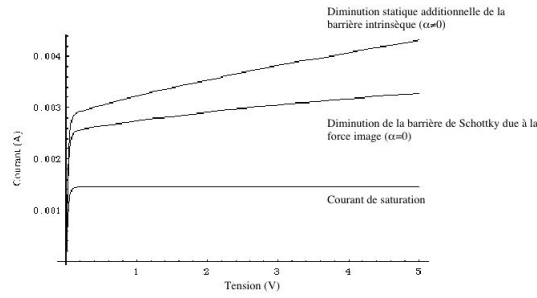
Le courant dans la jonction inverse est donné par :

$$I_{n1} = SA_n^* T^2 \exp \frac{-q(\Delta\Phi_{n1} + \alpha_1 E_{m1})}{kT} \exp \frac{-q\Phi_n}{nkT} \left(1 - \exp \frac{-qV_1}{kT}\right) \quad (4.3)$$

---

<sup>1</sup>S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices.





**Fig. 4.8** : *Caractéristiques courant-tension Théorique.*

où  $S$  est la surface du contact,  $A_n^*$  le coefficient effectif de Richardson,  $T$  la température,  $q$  la charge de l'électron,  $\Delta\Phi_{n1}$  la diminution de la barrière Schottky<sup>2</sup>,  $\alpha_1$  le coefficient d'abaissement de la barrière intrinsèque,  $E_{m1}$  le champ électrique intrinsèque de la jonction,  $k$  la constante de Boltzman,  $n$  le facteur d'idéalité et  $V_1$  la tension appliquée au contact 1.

La caractéristique issue de cette expression présente une nette saturation (cf. figure 4), ce qui n'apparaît pas dans les mesures effectuées. Cela s'explique par un mécanisme de diminution de la barrière Schottky due à la force-image qui n'a pas été considéré dans le modèle.

Pour rendre compte de ce phénomène, il faut ajouter le terme suivant<sup>3</sup> :

$$e^{-q(\Delta\phi_{n1} + \alpha_1 E_{m1})/kT} \quad (4.4)$$

$\alpha_1$  est le coefficient d'abaissement de la barrière intrinsèque (dépendance à la tension appliquée, due à des électrons du métal qui pénètrent le gap du semi-conducteur). Sa valeur n'étant pas connue, nous pourrions en faire une variable ajustable lors d'une simulation. Ordre de grandeur :  $10^{-10}$ .  $\Delta\phi_{n1}$  représente la diminution de la barrière de Schottky<sup>4</sup>. Son expression est  $\sqrt{\frac{qE_{m1}}{4\pi\epsilon_s}}$  avec  $E_{m1} = \sqrt{\frac{2qN_d(V_1+V_d)}{\epsilon_s}}$ , champ électrique (où  $V_d$  est le potentiel intrinsèque de la jonction,  $V_d = \phi_m - \chi - \frac{E_c - E_{Fn}}{q}$ ); ces données ne sont pas toutes connues, nous pouvons cependant en faire une approximation en considérant que le niveau de Fermi

<sup>2</sup>K. Kajiyama, Y. Mizushima, and S. Sakata, Schottky barrier height of n-InxGa1-xAs diodes.

<sup>3</sup>S. M. Sze, D. J. Coleman, Jr and A. Loya, Current transport in Metal-SemiConductor-Metal structures.

<sup>4</sup>J. M. Andrews and M. P. Lepselter, Solid-St.Electron. p284

se trouve au milieu du gap ce qui donne  $V_d=1.285$  eV.

Cette diminution de la barrière de Schottky est le résultat de la force-image : lorsque les porteurs sont proches de l'interface Métal-SemiConducteur, il se crée dans le métal des charges images. C'est le potentiel associé à ces charges qui a pour effet d'abaisser la barrière. Cet abaissement est d'autant plus grand que la tension appliquée est importante.

L'expression du courant est donc :

$$I_{n1} = SA_n^* T^2 e^{\frac{-q(\Delta\phi_{n1} + \alpha_1 E_{m1})}{kT}} e^{\frac{-q\phi_n}{nkT}} (1 - e^{\frac{-qV_1}{kT}}) \quad (4.5)$$

Nous avons donc modélisé le comportement d'un contact Schottky. A présent, pour constituer un modèle du photocommutateur dans son ensemble, il faut considérer les deux contacts et l'espace inter-électrodes.

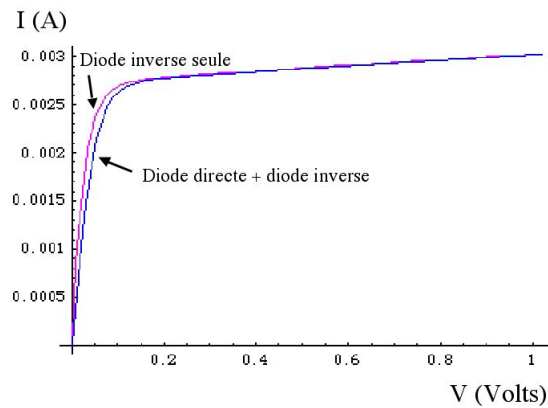
Note : Il existe une approximation dite de "la déplétion totale" couramment employée dans la littérature. En faisant cette approximation, nous admettons que la couche active est entièrement déplétée, ce qui n'est jamais notre cas. En effet la tension au-dessus de laquelle la zone de déplétion due à la jonction inverse est égale à la longueur du barreau, est donnée par :  $V_{FB} = \frac{qN_d L^2}{2\epsilon_s}$  où  $L$  représente l'espace entre les électrodes. Dans le cas de nos échantillons, il faudrait alors un peu plus de 6 V avant d'arriver à dépléter toute la zone inter-électrodes ; cela s'avère impossible, la tension de claquage étant de 5 V.

## Contribution des diodes directe et inverse

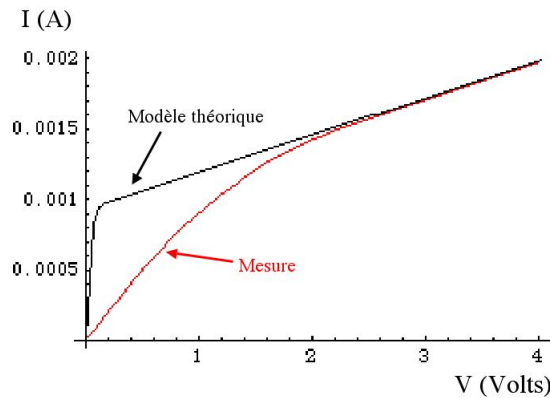
Le photocommutateur étant composé de deux électrodes, on le modélise par deux jonctions ; l'une directe et l'autre inverse. Le courant dans la jonction directe est obtenu en remplaçant le facteur  $(V_2 + V_d)$  par  $(V_d - V_1)$  :

$$I_{n2} = SA_n^* T^2 e^{\frac{-q(\Delta\phi_{n2} + \alpha_1 E_{m2})}{kT}} e^{\frac{-q\phi_n}{nkT}} (e^{\frac{-qV_2}{kT}} - 1) \quad (4.6)$$

Pour tenir compte de la contribution de ces deux contacts, nous utilisons la condition de continuité qui nous dit que  $I_{n1} = I_{n2}$  avec  $V = V_1 + V_2$ . Ces deux équations ne peuvent qu'être résolues numériquement pour donner le courant d'électron en fonction de la tension de polarisation du composant. Comme nous pouvons le voir figure 4.9, la quasi-totalité de la tension est utilisée par le contact inverse. Si l'on compare le modèle obtenu avec les



**Fig. 4.9** :  $I$ - $V$  : diode inverse seule ; diode inverse+diode directe.

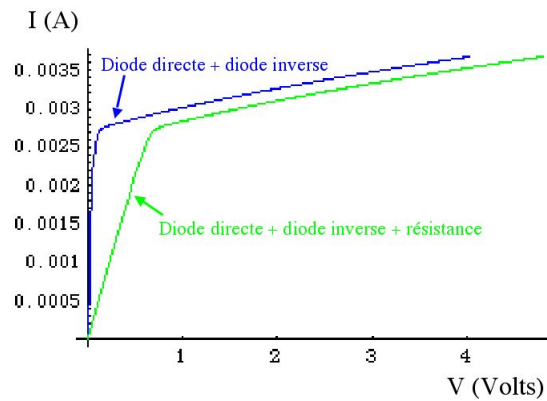


**Fig. 4.10** : Fit théorique (diodes inverse+directe) ; Mesures.

mesures, on peut voir l'insuffisance de ce modèle intermédiaire ; l'espace inter-électrodes joue un rôle important dans la caractéristique courant-tension.

## Contribution de la résistance du barreau

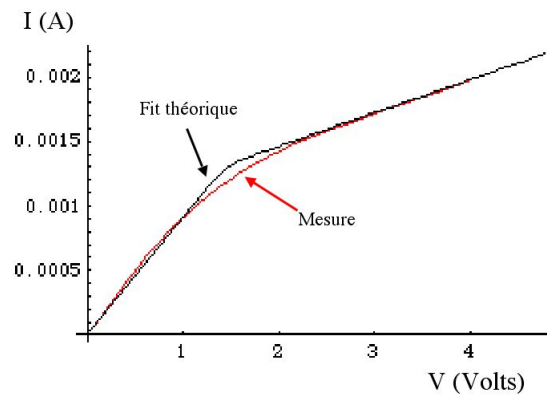
Nous avons ensuite modélisé l'espace inter-électrode par une résistance  $R$ . Appelons  $V_3$  la tension aux bornes de  $R$ . Les trois composants étant en série, ils sont tous traversés par le même courant, soit  $I_{n1} = I_{n2} = I_R$  et la tension totale est exprimée par  $V = V_1 + V_2 + V_3$ . Là encore, il n'existe pas de solution analytique à ces équations, il faut donc les résoudre numériquement ou graphiquement. La figure 4.11 montre l'influence de la résistance sur



**Fig. 4.11** : *Diode directe+diode inverse ; diode directe+diode inverse + résistance.*

notre caractéristique I-V modélisée.

L'allure de la caractéristique courant-tension ainsi modélisée s'approche franchement des résultats expérimentaux :



**Fig. 4.12** : *Fit théorique ; Mesures.*

Notre modèle semble donc décrire de manière satisfaisante le comportement statique des photocommutateurs.



# ANNEXE B

## Publications et Conférences internationales

### Publications dans revues internationales

- **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., vol. 82, n°6, p. 856-858, February 2003.
- **L. Joulaud**, J. Mangeney, N. Chimot, P. Crozat, G. Fishman, and J. C. Bourgoin "Conduction mechanisms in ion-irradiated InGaAs layers" accepté pour publication à J. App. Phys., fin 2004.
- J. Mangeney, **L. Joulaud**, J. Decobert, J.-M. Lourtioz, J.L. Perrossier, S. Cabaret and P. Crozat "Electrical properties of 1.55  $\mu\text{m}$  sensitive ion-irradiated InGaAs with subpicosecond carrier lifetime" Electron. Lett., vol. 39, n°8, p.681-682, April 2003.
- J. Mangeney, **L. Joulaud**, P. Crozat, J.-M. Lourtioz, J. Decobert "Ultrafast response (=2.2 ps) of ion-irradiated InGaAs photoconductive switch at 1.55  $\mu\text{m}$ " Appl. Phys. Lett., vol. 83, n°26, pp. 5551-5553, December 2003.
- J. Mangeney, **L. Joulaud**, J.-M. Lourtioz, P. Crozat, and G. Patriarche "Thermal stability of ion-irradiated InGaAs with (sub-) picosecond carrier lifetime" Ultrafast Phenomena in Semiconductors and Nanostructure Materials VIII, Proceedings of SPIE vol. 5352, p. 239, janvier 2004.

## Conférences internationales

- **L. Joulaud**, J. Mangeney, J.-M. Lourtioz, P. Crozat "Ultrafast 1.55  $\mu\text{m}$  sensitive photoconductor obtained by ion-irradiated InGaAs layer" 16th International Conference on Lasers and Electrooptics in Europe, Munich, Germany, CJ4-5, June 2003. (oral)
- Mangeney J, **Joulaud L.**, P. Crozat, J. Decobert "2.3 ps electrical pulse generation obtained by 1.55  $\mu\text{m}$  probed ion-irradiated-InGaAs based photoconductive switch" 11th IEEE International Conference on Terahertz Electronics, Sendai, Japan, p.51, September 2003. (poster)
- **L. Joulaud**, J. Mangeney, J.-M. Lourtioz, P. Crozat "2.2ps electrical pulse generated from 1.55  $\mu\text{m}$  optically-triggered ion-irradiated photoconductive switch" 16th IEEE Lasers & Electro-optics Society (LEOS), Tucson, USA, October 2003. (oral)
- Juliette Mangeney, **Laurent Joulaud**, Jean-Michel Lourtioz, Paul Crozat and Gilles Patriarche "Thermal Stability of ion-irradiated InGaAs with (sub-) picosecond carrier lifetime" SPIE, San Jose, USA, January 2004. (oral)
- **L. Joulaud**, J. Mangeney, P. Crozat, J.-M. Lourtioz "High bit rate circuit measurements using electro-optic sampling bench at 1.55  $\mu\text{m}$ " Suboptic, Monaco, March 2004. (poster)

# Summary

The bit rate increase of modern telecommunications requires the realization of integrated circuits with higher cut-off frequencies. The test and the characterization of these components reach the limits of the standard measuring instruments (network analyzer and sampling oscilloscope). Few years ago, the electro-optic sampling techniques based on a femtosecond pulsed laser have proven to be a good solution to answer this problem. The trigger of the electro-optic sampling bench is in our case realized by a photoconductor based on a InGaAs layer epitaxied on InP substrate. This semiconductive layer allows to use of 1,55  $\mu\text{m}$  femtosecond laser sources but also to make the photoconductor compatible with the InP-related materials, main substrate for the telecommunication components. The ionic irradiation of the InGaAs layer introduces structural defects that act as traps for the free carriers making the component ultra-fast.

The effect of the ionic irradiation on the material properties of InGaAs is studied. A Frenkel pair distribution model allows to explain the evolution of mobility and the lifetime of electrons for proton- irradiated layers. The ultra-fast photoconductors based on irradiated InGaAs layers generate electrical pulses with a full width at half maximum close to 2.2 ps with an amplitude of 0.65 V for 3 V bias polarization. The electro-optic sampling bench trigger is thus performed by the irradiated photoconductor and the measurement is realized thanks to a miniature electro-optic probe of lithium tantalite ( $\text{LiTaO}_3$ ). The performances of the electro-optic bench permit to characterize various components : photodiodes with a bandwidth higher than 65 GHz, coplanar waveguides and a 60 GHz bandwidth distributed amplifier, realized by Alcatel-Opto+. This measurement permit to evaluate the temporal response of the amplifier in large and small signals.

## Key-words

**Ionic Irradiation**

**Electro-optic effect**

**Photoconductors**

**Picosecond**

**Defects**

**InP-related material**

**Telecommunications**

**1,55  $\mu\text{m}$**



# Résumé

L'augmentation du débit des télécommunications nécessite la réalisation de circuits intégrés possédant des fréquences de coupure de plus en plus élevées. Le test et la caractérisation de ces composants atteignent les limites des outils de mesure classiques (analyseur de réseau et oscilloscope à échantillonnage). Depuis quelques années, la technique d'échantillonnage électro-optique basée sur l'utilisation d'un laser femtoseconde s'avère une bonne solution pour répondre à ce problème. Le déclenchement du banc d'échantillonnage électro-optique est dans notre cas assuré par un photoconducteur réalisé en InGaAs épitaxié sur InP. L'utilisation de cette couche semiconductrice permet l'utilisation de sources laser femtosecondes à  $1,55 \mu\text{m}$  mais aussi rend le photoconducteur compatible avec la filière InP, matériau de base pour les composants télécoms. L'irradiation ionique de la couche semiconductrice introduit des défauts qui jouent le rôle de pièges pour les porteurs libres rendant ainsi le composant ultra-rapide.

L'effet de l'irradiation ionique sur les propriétés "matériau" de l'InGaAs est tout d'abord étudié. Un modèle de répartition en paires de Frenkel permet d'expliquer l'évolution de la mobilité et du temps de vie des électrons pour des matériaux irradiés par des protons. Les photoconducteurs ultra-rapides utilisant les couches actives d'InGaAs irradiées génèrent des impulsions électriques de largeur à mi-hauteur 2,2 ps avec une amplitude de 0,65 V pour une polarisation de 3V. Le déclenchement du banc d'échantillonnage électro-optique est donc assuré par un photoconducteur irradié et la mesure est réalisée grâce à une sonde électro-optique de tantalate de lithium ( $\text{LiTaO}_3$ ) miniature. Les performances du banc d'échantillonnage permettent la caractérisation de nombreux composants : des photodiodes de bande passante supérieure à 65 GHz, des lignes coplanaires et un amplificateur distribué de bande passante 60 GHz, réalisé par Alcatel-Opto+. Cette mesure permet d'évaluer la réponse temporelle en petits et grands signaux de l'amplificateur.

## Mots-clés

**Irradiation ionique**

**Effet électro-optique**

**Photoconducteurs**

**Picoseconde**

**Défauts**

**Filière InP**

**Télécoms**

**$1,55 \mu\text{m}$**