



HAL
open science

Matériaux et Dispositifs optoélectroniques pour la génération et la détection de signaux THz impulsionnels par photocommutation à $1,55\mu\text{m}$

Benjamin Patin

► **To cite this version:**

Benjamin Patin. Matériaux et Dispositifs optoélectroniques pour la génération et la détection de signaux THz impulsionnels par photocommutation à $1,55\mu\text{m}$. Autre. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT : 2013GRENT076 . tel-00954635

HAL Id: tel-00954635

<https://theses.hal.science/tel-00954635>

Submitted on 3 Mar 2014

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Optique et Radiofréquences**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Benjamin PATIN

Thèse dirigée par **Jean-Louis COUTAZ** et
codirigée par **Frédéric GARET** et **Bassem SALEM**

préparée au sein du **Laboratoire IMEP-LAHC**
dans l'**École Doctorale E.E.A.T.S.**

Matériaux et Dispositifs Optoélectroniques pour la Génération et la Détection de Signaux THz Impulsionnels par Photocommutation à 1,55 μm

Thèse soutenue publiquement le **5 Décembre 2013**,
devant le jury composé de :

M. Sylvain BOLLAERT

Professeur des universités, IEMN Lille, **Président du jury**

M. Georges BREMOND

Professeur des universités, INSA Lyon, **Rapporteur**

M. Jean-Louis COUTAZ

Professeur des universités, Université de Savoie, **Directeur de thèse**

M. Frédéric GARET

Maître de conférences, Université de Savoie, **Co-directeur de thèse**

M. Michel GENDRY

Directeur de recherche, INL-Lyon Ecully, **Membre**

Mme Juliette MANGENEY

Chargée de recherche, CNRS, LPA-ENS Paris, **Rapporteur**

M. Christophe MINOT

Directeur d'études Télécom ParisTech, CNRS, LPN Paris, **Membre**

M. Bassem SALEM

Chargé de recherche, CNRS, CEA Grenoble, **Co-directeur de thèse**



RESUME

Le sujet de la thèse a porté sur la mise au point, la caractérisation et l'utilisation de matériaux semi-conducteurs, au sein desquels les porteurs libres ont un temps de vie extrêmement brefs (picoseconde ou sub-picoseconde), pour réaliser des antennes photoconductrices émettrices ou détectrices de rayonnement électromagnétique térahertz (THz). Contrairement au semi-conducteur LTG-GaAs (low temperature grown GaAs) à la technologie bien dominée et aux performances exceptionnelles lorsque photo-excité par des impulsions lasers de longueurs d'onde typiquement inférieures à $0,8 \mu\text{m}$, le travail portait ici sur des matériaux permettant l'emploi de lasers dont les longueurs d'onde sont celles des télécommunications optiques, à savoir aux alentours de $1,5 \mu\text{m}$. L'intérêt est de bénéficier de la technologie mature de ces lasers, et du coût relativement modique des composants pour les télécommunications optiques. Pour réaliser des antennes THz performantes et efficaces, le matériau semi-conducteur doit présenter plusieurs qualités : vie des porteurs libres très courte, grande mobilité des porteurs, haute résistivité hors éclairage, et bonne structure cristallographique pour éviter les claquages électriques. Pour obtenir une courte durée de vie, on introduit un grand nombre de pièges dans le semi-conducteur, qui capturent efficacement les électrons libres. Pour les matériaux de type InGaAs employés à $1,5 \mu\text{m}$, le problème est que le niveau en énergie de ces pièges, par exemple pour les matériaux épitaxiés à basse température, est très proche de la bande de conduction du semi-conducteur. Cela est équivalent à un dopage n du matériau, ce qui en diminue fortement sa résistivité hors éclairage. Plusieurs solutions ont été apportées par différents laboratoires : compensation par dopage p pour les matériaux épitaxiés à basse température, bombardement ionique, implantation ionique, ou même structures à couches alternées où la photo-génération et la recombinaison des porteurs libres se produisent à des endroits différents. Le but du travail de thèse était de fabriquer des matériaux préparés suivant ces différentes techniques, de les caractériser et de comparer leurs performances pour l'optoélectronique THz. Les semi-conducteurs à étudier étaient de type InGaAs comme déjà publiés par la concurrence, l'originalité de thèse portant sur la comparaison de ces différents matériaux et si possible leur optimisation. Au cours de ce travail de thèse, de nombreuses couches d'InGaAs ont été épitaxiées, en faisant varier les paramètres de dépôt, et des antennes THz ont été fabriquées. Les couches ont été caractérisées du point de vue cristallographique, ainsi que pour la conductivité électrique DC (mesures 4 pointes, mobilité Hall...), les propriétés d'absorption optique (spectroscopie visible et IR), la durée de vie des porteurs par mesure optique pompe-sonde. Pour les couches épitaxiées à basse température, l'influence d'un recuit thermique ainsi que du dopage en béryllium ont été étudiés. Dans le cas de couches bombardées ou implantées, plusieurs ions ont été utilisés, le brome, le fer et l'hydrogène. Les relations entre la cartographie des défauts structuraux et/ou des ions implantés et les propriétés électriques et de dynamique des porteurs ont été examinées en détail. Ces études permettent de comprendre le type de défauts qui piègent les porteurs dans ces matériaux, ainsi que leur formation lors du processus de fabrication et de traitement des couches. Finalement les meilleures couches fabriquées présentent des performances comparables à celles publiées par ailleurs. Les derniers travaux de thèse ont permis d'obtenir les premiers signaux de rayonnement THz générés par une antenne fabriquée avec l'InGaAs optimisé.

ABSTRACT

The subject of the thesis focused on the development, characterization and use of semiconductor materials, in which the free carriers have a very short lifetime (picosecond or sub-picosecond) to produce photoconductive antennas emitting and detecting electromagnetic terahertz (THz) radiation. Unlike semiconductor LTG-GaAs (low temperature grown GaAs) which is a well-dominated technology and present exceptional performances when photoexcited by typically less than 0.8 micron wavelength laser pulses, the work focused on here materials for the use of lasers whose wavelengths are those of the optical communication, namely around 1.5 microns. The interest is to benefit from the mature technology of these lasers, and relatively low cost components for optical telecommunications. To achieve effective and efficient THz antennas, the semiconductor material must have several qualities : lifetime of free carriers very short, high carrier mobility, high resistivity outside lighting, and good crystallographic structure to prevent electrical breakdown. For a short lifetime, a large number of traps are introduced into the semiconductor, which effectively capture the free electrons. For InGaAs materials used at 1.5 microns, the problem is that the energy level of the traps, for example, the epitaxial material at low temperature is very close to the conduction band of the semiconductor. This is equivalent to an n-doped material, what greatly reduces its resistivity outside illumination. Several solutions have been made by different laboratories : compensation for the p-doped epitaxial materials at low temperature, ion bombardment, ion implantation, or even alternating layer structures where photo-generation and recombination of free carriers occur in different places. The aim of the thesis was to produce materials prepared using these techniques to characterize and compare their performance to THz optoelectronics. The studied InGaAs-based semiconductors were as previously published by the competition, the originality of the thesis was on the comparison of these different materials and if possible their optimization. During this work, many of InGaAs layers were grown epitaxially by varying the deposition parameters, and THz antennas were fabricated. The layers were characterized from the crystallographic point of view, as well as the DC electrical conductivity (measures 4 points, Hall mobility ...), the optical absorption properties (visible and IR spectroscopy), the lifetime of carriers by optical pump-probe measurement. For low temperature epitaxial layers, the influences of thermal and doping beryllium annealing were studied. In the case of shelled or implanted layers, several ions were used, bromine, iron and hydrogen. The relationship between the mapping of structural defects of the implanted ions and electrical and carrier dynamics properties were discussed in detail. These studies allow us to understand the type of defects that trap carriers in these materials, as well as training in the process of manufacturing and processing layers. Finally the best layers are made comparable to those published elsewhere performance. The last study allowed to achieve the first signals of THz radiation generated by InGaAs-based optimized antenna.

REMERCIEMENTS

Avant d'être transcrite sur un manuscrit que l'on souhaite rendre du mieux possible clair, pertinent et fidèle aux travaux de recherche menés, une thèse est avant tout une belle aventure humaine, faite de rencontres enrichissantes. Je souhaite d'abord adresser de vifs et chaleureux remerciements à mes encadrants de thèse.

*En premier lieu, je remercie fortement **Frédéric Garet** de m'avoir fait confiance pour mener ce projet de thèse. Son pragmatisme, son dynamisme, sa persévérance et sa patience ont été autant d'atouts sur lesquels j'ai pu m'appuyer tout au long de ces quatre années de travail en commun. Toujours en première ligne dans l'encadrement des travaux, il m'aurait été difficile sans lui de surmonter les difficultés scientifiques et techniques auxquelles j'ai été confronté. Je tiens également à remercier vivement **Jean-Louis Coutaz**, professeur de l'université de Savoie et directeur de l'antenne chambérienne de l'IMEP-LAHC. Malgré un emploi du temps extrêmement chargé, propre aux hautes responsabilités, il a su se rendre disponible aux moments cruciaux de ma thèse pour m'apporter son impressionnante culture scientifique, son expérience chevronnée de chercheur physicien ainsi que son optimisme. Durant ces travaux de thèse, j'ai eu également la chance de bénéficier de l'encadrement de mon co-directeur de thèse **Bassem Salem**, chargé de recherche au CEA-LETI. Impressionnant de rigueur et toujours prêt à donner de sa personne et de son temps pour faire avancer la thèse, Bassem m'a été indispensable pour comprendre les outils technologiques et pour concevoir les dispositifs répondant aux besoins du projet. Je profite de cette page pour lui photolithographier un grand merci et je salue au passage **Thierry Baron**. Mes prochains remerciements vont à **Jean-François Roux**, dont l'implication et l'investissement dans le projet de thèse ont été très importants et précieux à de nombreux égards, que ce soit pour la mise en œuvre des expériences, pour l'interprétation des résultats ou encore pour la compréhension des phénomènes physiques et leur lien avec la théorie. Son talent de chercheur en physique force le respect et l'admiration. Il m'a été aussi très enrichissant de travailler en étroite collaboration avec **Michel Gendry** et **Philippe Regreny**. Véritables experts dans la fabrication des semi-conducteurs et à plus forte raison dans la physique du solide, leur expérience, leur implication et leur soutien m'ont été indispensables. Je regrette de ne pas avoir pu aller plus loin dans le domaine de l'épitaxie, car ce fut très agréable et enrichissant de travailler à l'INL. En tout cas, merci beaucoup à vous deux.*

*Je veux ensuite adresser ma reconnaissance à tous les collaborateurs de l'IMEP-LAHC et spécialement à ceux de l'antenne chambérienne **Gwenaël Gaborit**, **Emilie Hérault**, **Maxime Bernier**, **Grégory Houzet**, **Bernard Fléchet**, **Philippe Artillan**, **Thierry Lacrevez**, **Cédric Bermond**, **Pascal Febvre**, **Magali Astic** et j'en oublie certainement. Leur travail contribue à maintenir une structure relativement petite à un haut niveau de compétences et d'activités, ce qui mérite d'être souligné. Je les remercie également pour m'avoir aidé à réaliser par leurs précieux conseils et soutiens la tâche de doctorant contractuel enseignant.*

Ces rencontres ont été professionnellement et humainement très enrichissantes et agréables. Je souhaite aussi exprimer dans ces quelques lignes mon amitié à mes collègues doctorants qui ont partagé la même aventure faite de hauts, de bas, de rebondissements. Un travail de thèse s'apparente à l'escalade d'un sommet vertigineux. Il est important de ne pas regarder le sommet pour ne pas se décourager, le sommet se gravit marche après marche. La route est faite de cols et de combes. Il arrive même que des compagnons de cordée chutent. Mais la solidarité et l'amitié permettent finalement d'atteindre le sommet.

*Je salue particulièrement les trois mousquetaires Ludo, Pierro et Yanno. Ces années de thèse furent plus agréables en les partageant. Les discussions autour d'un café et les soirées animées permettent elles aussi de s'enrichir. Et les débats ouverts peuvent être parfois fructueux, je remercie donc le révélateur de conscience qu'est **Ludovic Fourneaud**, le philosophe enjoué **Pierre Jarrige** et le physicien par excellence raisonné mais pas forcément raisonnable **Yann Gaeremynck**. Je salue mes collègues de l'équipe de l'ASC **Elie Eid**, **David Bouis**, **Guillaume Lepage**, **Romain Vuillermet** avec qui les sorties crocodile et les campagnes de ski furent épiques. Je commence à craindre d'en oublier, alors à la volée je salue **Damien Armand**, **Maher Hamdi**, **Mohan Babu Kuppam**, **Adriana Warzecha**, **Christian Ketchazo**, **Jonathan Oden**, **Mélanie Brocard**, et bien d'autres.*

L'acquisition de connaissances et de savoir-faire n'est pas le seul bienfait intellectuel d'une thèse. Les réflexions et l'envie de comprendre, de connaître, la nécessité de se construire une philosophie font aussi partie du parcours de thèse. Je veux bien sûr rendre hommage aux grands savants en physique assoiffés de comprendre l'univers qui nous entoure et qui ont transmis leur façon de l'appréhender mais je souhaite surtout saluer les auteurs qui m'ont accompagné dans mon chemin philosophique : Thoreau, Tolle, Ricard (l'auteur hein pas la boisson, ...quoique), Onfray, Krishnamurti, Dagermann.

Enfin, je gardais avec tendresse le meilleur pour la fin. Je veux bien sûr parler de ma mère et de mon père qui ont été d'une énorme générosité et d'une grande bienveillance envers moi et mon frère Mathieu afin que nous puissions nous construire sereinement. Et puis, je veux embrasser tendrement Esther, la femme qui est à mes yeux l'image de toutes les autres femmes, je veux la remercier de combler la pièce centrale d'un puzzle compliqué et d'être le début de tous mes printemps et la fin de tous mes hivers. Merci à toi de me donner du courage et de trouver les clés.

*A mes parents,
A Esther*

*« Etre philosophe, c'est résoudre quelques-uns des problèmes de la vie non seulement en
théorie, mais en pratique. »*

Henry David Thoreau (1817-1862), extrait de « Walden ».

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	17
CHAPITRE 1 CONTEXTE ET OBJECTIF DE L'ETUDE.....	19
I- LE DOMAINE THZ : SOURCES, DETECTEURS ET APPLICATIONS.....	19
I.1- <i>Le « gap » THz.....</i>	19
I.2- <i>Les sources de rayonnement THz.....</i>	22
I.2.1- Les sources continues.....	22
I.2.2- Les sources impulsionnelles.....	25
I.3- <i>Les différents types de détection.....</i>	28
I.3.1- Détection cohérente.....	28
I.3.2- Détection incohérente.....	29
I.4- <i>Applications du THz.....</i>	30
II- PROBLEMATIQUES, OBJECTIFS ET ENJEUX DE L'ETUDE.....	32
II.1- <i>Système intégré de génération-détection d'impulsions THz par photocommutation à 1,55 μm ...</i>	32
II.2- <i>Principe et modèle physiques des antennes photoconductrices.....</i>	34
II.2.1- L'antenne photoconductrice émettrice.....	34
II.2.2- L'antenne photoconductrice réceptrice.....	41
II.3- <i>Propriétés requises pour la photocommutation à 1,55 μm.....</i>	44
II.3.1- Propriétés des matériaux semi-conducteurs adaptés à la photocommutation à 1,55 μm.....	44
II.3.2- Conception et fabrication d'antennes photoconductrices.....	49
III- ETAT DE L'ART DES ANTENNES PHOTOCONDUCTRICES FONCTIONNANT A 1,55 μM.....	52
III.1- <i>Les dispositifs sur matériaux In_{0,53}Ga_{0,47}As massifs.....</i>	52
III.2- <i>Les dispositifs sur matériaux à multicouches.....</i>	54
III.3- <i>Les dispositifs sur matériaux quaternaires InGaAsP.....</i>	55
III.4- <i>Bilan et conclusion.....</i>	56
CHAPITRE 2 FABRICATION DE MATERIAUX SEMI-CONDUCTEURS ADAPTES A LA PHOTOCOMMUTATION A 1,55 μM.....	59
I- LA FILIERE DE BASE : IN _{0,53} GA _{0,47} AS/INP.....	59
I.1- <i>Le choix de la filière In_{0,53}Ga_{0,47}As/InP.....</i>	59
I.2- <i>L'épitaxie par jets moléculaires d'alliages ternaires III-V.....</i>	61
I.3- <i>Croissance EJM et propriétés des couches In_{0,53}Ga_{0,47}As à température standard.....</i>	63
II- CROISSANCE DE L'INGAAS A BASSE TEMPERATURE.....	64
II.1- <i>Couches basse température à différentes températures de croissance.....</i>	65
II.2- <i>Couches basse température dopées Béryllium.....</i>	66
III- IMPLANTATION ET IRRADIATION IONIQUES DES COUCHES INGAAS FABRIQUEES A TEMPERATURE STANDARD.....	69
III.1- <i>Principes et effets du bombardement d'ions sur une couche semi-conductrice.....</i>	69
III.1.1- Le bombardement d'ions sur un matériau semi-conducteur.....	69
III.1.2- Paramètres et effets d'un bombardement ionique.....	70
III.2- <i>Irradiation d'ions Brome.....</i>	73
III.3- <i>Implantation d'ions Hydrogène et Fer.....</i>	74
III.3.1- Implantation d'ions Hydrogène.....	74
III.3.2- Implantation d'ions Fer.....	76
IV- CARACTERISATIONS ELECTRIQUES DES MATERIAUX FABRIQUES.....	78
IV.1- <i>Mesure de résistivité avec quatre pointes en ligne.....</i>	78
IV.2- <i>Mesure de la résistivité et de la mobilité par la méthode de Van der Pauw et l'effet Hall.....</i>	79
V- RESULTATS DES MESURES ELECTRIQUES ET DISCUSSION.....	83
V.1- <i>Echantillons InGaAs fabriqués à basse température.....</i>	83
V.2- <i>Echantillon InGaAs irradié par des ions Brome.....</i>	86
V.3- <i>Echantillons InGaAs implantés par des ions Hydrogène.....</i>	87
V.4- <i>Echantillons InGaAs implantés par des ions Fer.....</i>	89
VI- CONCLUSION.....	92

CHAPITRE 3	CARACTERISATION OPTIQUE DES MATERIAUX FABRIQUES.....	95
I -	MESURE DES TEMPS CARACTERISTIQUES DES PORTEURS PAR MESURE DE REFLEXION ET TRANSMISSION RESOLUE EN TEMPS	95
I.1-	<i>Description qualitative de l'expérience.....</i>	95
I.2-	<i>La source laser.....</i>	97
I.3-	<i>Description phénoménologique de l'expérience</i>	99
I.3.1-	Impulsions gaussiennes en limite de Fourier	99
I.3.2-	Variation temporelle des coefficients de réflexion et de transmission	100
II -	PRINCIPES PHYSIQUES MIS EN JEU ET MODELES.....	102
II.1-	<i>Modèle de Drude pour l'expression des coefficients de réflexion et de transmission.....</i>	102
II.2-	<i>Comportement dynamique des porteurs libres $\eta(t)$.....</i>	104
II.3-	<i>Comparaison des variations des coefficients de réflexion et de transmission.....</i>	106
II.4-	<i>Remplissage de bandes, réduction du bandgap et absorption des porteurs libres.....</i>	109
III -	RESULTATS OBTENUS POUR UNE COUCHE $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ INTRINSEQUE CRUE A TEMPERATURE STANDARD	114
III.1-	<i>Mesure spectrale du coefficient d'absorption</i>	114
III.2-	<i>Mesure des temps caractéristiques en transmission.....</i>	116
IV -	RESULTATS OBTENUS POUR LA COUCHE InGaAs IRRADIEE BROME.....	117
IV.1-	<i>Mesure spectrale du coefficient d'absorption</i>	117
IV.2-	<i>Mesure des temps caractéristiques en réflexion et en transmission.....</i>	118
V -	RESULTATS OBTENUS POUR LES ECHANTILLONS InGaAs IMPLANTES PAR DES IONS FER.....	121
V.1-	<i>Mesure spectrale du coefficient d'absorption</i>	121
V.2-	<i>Mesure des temps caractéristiques en réflexion et en transmission.....</i>	122
VI -	RESULTATS OBTENUS POUR LES ECHANTILLONS InGaAs IMPLANTES PAR DES IONS HYDROGENE... ..	128
VI.1-	<i>Mesure spectrale du coefficient d'absorption</i>	128
VI.2-	<i>Mesure des temps caractéristiques en réflexion et en transmission.....</i>	129
VII -	RESULTATS OBTENUS POUR LES COUCHES InGaAs -BASSE TEMPERATURE.....	134
VII.1-	<i>Couches $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ basse température à différentes températures de croissance</i>	134
VII.1.1-	Mesure spectrale des coefficients d'absorption	134
VII.1.2-	Mesure des temps caractéristiques en réflexion et en transmission	135
VII.2-	<i>Couches $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ basse température (200°C) dopées Béryllium</i>	138
VII.2.1-	Mesure spectrale des coefficients d'absorption	138
VII.2.2-	Mesure des temps caractéristiques en réflexion et en transmission	139
VIII -	BILAN ET CONCLUSION	148
CHAPITRE 4	DISPOSITIFS INTEGRES POUR LA GENERATION ET LA DETECTION DE SIGNAUX THZ IMPULSIONNELS	153
I -	FABRICATION DES DISPOSITIFS	153
I.1-	<i>Présentation du masque</i>	153
I.2-	<i>Fabrication des antennes photoconductrices métalliques.....</i>	154
I.3-	<i>Intégration des dispositifs sur des supports optiques.....</i>	156
II -	CARACTERISTIQUES COURANT-TENSION DES ANTENNES	157
II.1-	<i>Caractéristiques statiques $I(V)$ à l'obscurité.....</i>	157
II.2-	<i>Mesures électriques sous éclairement.....</i>	161
III -	MESURE DE TEMPS D'ETABLISSEMENT DU COURANT MOYEN SOUS ECLAIREMENT.....	165
III.1-	<i>Temps d'établissement du courant d'éclairnement en fonction de la puissance optique d'excitation des antennes.....</i>	165
III.2-	<i>Temps d'établissement du courant d'éclairnement en fonction de la distance inter-électrodes ...</i>	166
III.3-	<i>Interprétation possible du phénomène d'établissement lent du courant moyen d'éclairnement... ..</i>	167
IV -	MONTAGE D'EMISSION-DETECTION THZ AVEC UNE DETECTION OPTOELECTRONIQUE A ANTENNE PHOTOCONDUCTRICE.....	175
IV.1-	<i>Présentation du montage optique.....</i>	175
IV.2-	<i>Résultats obtenus avec un laser femtoseconde émettant à 800 nm.....</i>	176
V -	MONTAGE D'EMISSION-DETECTION THZ AVEC UNE DETECTION BOLOMETRIQUE	180
VI -	CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	181
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	183	
REFERENCES.....	187	

Introduction

A la fin du XIXe siècle, la physique connut ce qu'il n'est pas exagéré d'appeler une révolution scientifique qui allait faire progresser l'humanité d'une manière considérable tant en termes de connaissance et de savoir que de technologie. S'appuyant sur de nombreux travaux de chercheurs, physiciens et ingénieurs spécialisés dans l'électricité et le magnétisme tels que Faraday, Gauss, Volta, Ampère, et bien d'autres, Maxwell unifia l'électricité et le magnétisme en une seule théorie : la célèbre théorie de l'électromagnétisme. De ces travaux découlent les plus grandes avancées de la science moderne et la seconde révolution scientifique du début du XXe siècle qui permit à Einstein d'élaborer sa célèbre théorie de la relativité restreinte et générale et à Planck, Bohr, Heisenberg, Schrödinger et d'autres d'établir les lois de la mécanique quantique. Maxwell avait donc ouvert le champ des possibles avec la théorie de l'électromagnétisme. Aujourd'hui, le spectre électromagnétique est encore l'objet de nombreuses études scientifiques. Même si de nombreux phénomènes électromagnétiques sont actuellement bien maîtrisés à la fois scientifiquement et technologiquement, il reste toutefois des régions du spectre électromagnétique qui font l'objet de recherches intenses dans de très nombreux laboratoires partout dans le monde.

Parmi les études actuelles de l'électromagnétisme, la gamme TéraHertz (THz) constitue une région spectrale intéressante. Le THz se situe à la frontière entre l'optique de l'infrarouge lointain et l'électronique des fréquences micro-ondes. Communément, on délimite cette région du spectre entre 0,1 THz et 10 THz. En termes de longueur d'onde, cela correspond à une région située entre 30 μm et 3 mm. C'est pourquoi les ondes THz sont également appelées ondes submillimétriques. Le terme angliciste désigne également les ondes THz par T-rays. Il s'agit donc d'un domaine fréquentiel qui possède à la fois l'avantage et l'inconvénient de se situer entre le domaine purement optique et le domaine purement électronique. Avantage car les principes et les techniques très divers et variés de ces deux disciplines peuvent être exploités pour l'exploration du THz ; inconvénient car quelle que soit la technique utilisée, les puissances générées sont généralement faibles et les méthodes de détection sont souvent confrontées à l'ultra-rapidité des signaux, ce qui nécessite soit des technologies à très basse température soit des techniques de couplage opto-électronique ou électro-optique. Aujourd'hui, au bout de dizaines d'années de recherche, le THz connaît un essor impressionnant et arrive pratiquement à maturité technologique pour des développements commerciaux. Les nombreuses applications en constante progression telles que les applications télécom, spectroscopiques, spatiales, ou pour les industries de la sécurité, de l'imagerie et du contrôle non destructif laissent entrevoir de belles perspectives d'avenir.

Parmi les méthodes de génération de signaux THz, on distingue les sources de rayonnement continues et impulsionnelles. Le continu peut être produit par des techniques optiques telles que le laser à cascade quantique, les lasers moléculaires, les photomélangeurs, ou par des techniques électroniques telles que, par exemple, les diodes Gunn ou Impatt, les résonateurs, les oscillateurs, la génération d'harmoniques par multiplication, ou les carcinotrons. Généralement, la détection de signaux THz continus s'effectue alors par voie bolométrique ou pyroélectrique ou bien par des méthodes électro-optiques.

Pour ce qui est des signaux impulsionnels, ce sont généralement des techniques de couplage optoélectronique ou électro-optique qui sont employées. En effet, depuis l'avènement des lasers femtoseconde au milieu des années 1980, qui permit la production efficace et

reproductible d'impulsions optiques d'une durée de quelques dizaines de femtosecondes, le développement de techniques opto-électroniques de génération-détection de rayonnement THz fut possible.

Parmi elles, on trouve par exemple la génération par effet de surface ou encore la technique de génération THz au moyen d'antennes photoconductrices. De nombreux travaux ont été effectués sur cette dernière méthode et elle est quasiment à maturité pour les photocommutateurs excités par des lasers femtoseconde à une longueur d'onde de 800 nm. Les antennes photoconductrices fonctionnant à 800 nm sont des électrodes métalliques déposées sur des matériaux à base de GaAs. Un certain nombre de propriétés physiques du matériau semi-conducteur et des antennes est requis pour garantir leur bon fonctionnement. En particulier, l'absorption optique à la longueur d'onde souhaitée, la résistivité, la mobilité et la durée de vie des porteurs sont des paramètres de grande importance. Aujourd'hui la photocommutation à 800 nm sur du GaAs est tellement bien maîtrisée qu'elle trouve des applications intéressantes telles que la spectroscopie résolue temporellement ou encore l'échantillonnage photoconductif de signaux RF pour des applications télécom.

Dans ce contexte de développement, la prospective d'employer une technique de génération et de détection THz avec une photocommutation à une longueur d'onde d'excitation de 1,55 μm s'ouvrirait presque naturellement. En effet, le passage à une longueur d'onde de 1,55 μm présente de nombreux avantages. Le développement de lasers fibrés compacts et des composants télécom à 1,55 μm permet d'envisager l'intégration de systèmes THz à moindre coût, simples d'utilisation et embarqués. Mais à cette longueur d'onde, les matériaux utilisés ne sont pas les mêmes qu'à 800 nm et ils présentent donc des propriétés différentes. Généralement, le matériau de base utilisé est issu de la filière InGaAs. L'enjeu du développement d'antennes photoconductrices fonctionnant à 1,55 μm réside donc dans la réalisation d'un bon matériau absorbant à cette longueur d'onde et présentant les propriétés adaptées aux applications optoélectroniques ultrarapides. De plus, la réalisation de dispositifs intégrés avec des antennes métalliques déposées sur les semi-conducteurs doit être optimisée pour des applications THz.

Mon travail de thèse présenté dans ce manuscrit fut motivé par ce type de projet de développement. Les objectifs de la thèse furent de concevoir, fabriquer, caractériser puis optimiser des dispositifs intégrés permettant la photocommutation à 1,55 μm en vue de la génération et la détection de signaux THz impulsionnels. Avec l'appui de nombreux travaux déjà existants dans ce domaine, dont un tour d'horizon sera effectué en première partie, ce manuscrit présente, dans une deuxième partie, la conception et la fabrication de matériaux basés sur la filière InGaAs et adaptés à la photocommutation à 1,55 μm . Puis, dans une troisième partie, les caractérisations des propriétés physiques des matériaux semi-conducteurs fabriqués seront présentées avec notamment des mesures électriques et des mesures optiques. Enfin, la fabrication de dispositifs intégrés ainsi que leur caractérisation en vue de la mise en œuvre de montage d'émission-détection THz, seront proposés en quatrième partie.

Chapitre 1 Contexte et objectif de l'étude

I - Le domaine THz : sources, détecteurs et applications

I.1-Le « gap » THz

La gamme de fréquences du spectre électromagnétique comprise entre 0,1 THz et 10 THz constitue ce que l'on appelle le domaine THz. La Figure 1 répertorie les sources THz suivant leur efficacité et leur bande spectrale d'utilisation. Les difficultés de produire des sources puissantes, efficaces et fiables et celles d'établir une détection simple d'utilisation lui valent ce qualificatif de « gap » THz ou « fossé » THz [1].

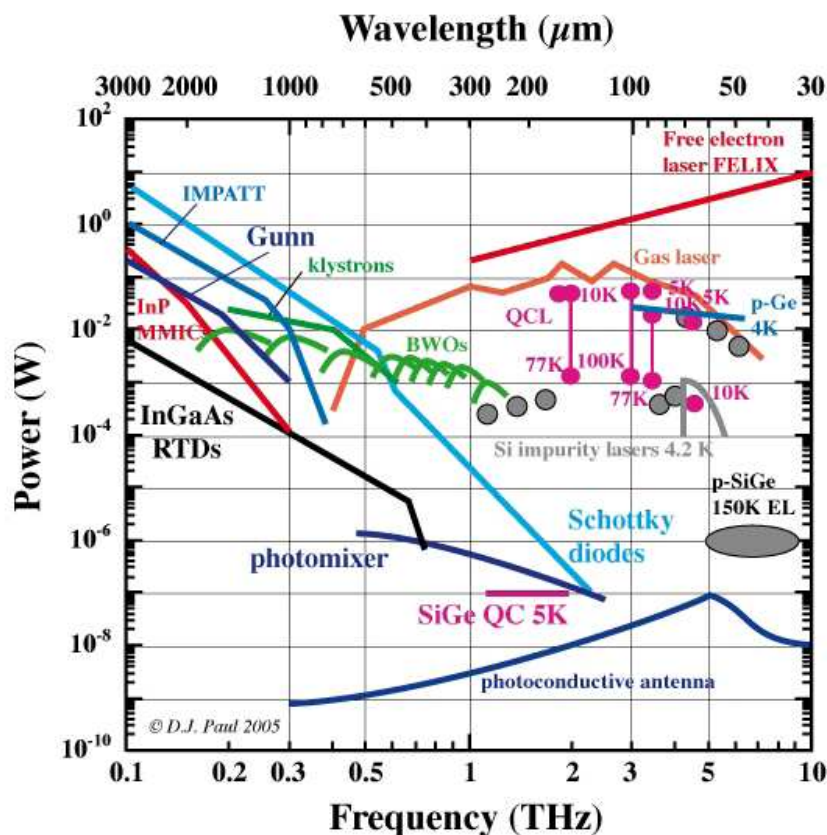


Figure 1 : Efficacité de sources THz suivant leur gamme spectrale de fonctionnement (le « gap » THz) – Figure extraite de la référence [2].

D'un côté du gap on cherche à augmenter les fréquences des sources électroniques et de l'autre côté on cherche à émettre des photons de plus faible énergie que les sources optiques habituelles. Ces difficultés d'émission et de détection THz s'expliquent en analysant l'énergie des photons mis en jeu (de 0,42 à 41,5 meV). Rappelons que l'élargissement thermique kT à température ambiante est de 25 meV. Ainsi, il est compliqué d'un point de vue optique de générer des photons THz par transition électronique de niveaux énergétiques ou par rayonnement thermique. Cela n'a pas empêché Townes et Schawlow de générer du THz en découvrant en 1953 le maser qui a permis l'émergence des lasers. Le premier laser fut en effet un laser moléculaire générant du THz par transitions énergétiques au niveau de molécules d'ammoniac gazeux qui constituaient le milieu amplificateur. Toutefois, l'émergence récente

des lasers à cascade quantique a permis la production de rayonnements THz continus et cohérents à bande étroite et avec des puissances acceptables (plusieurs mW). La mise en œuvre de lasers dans le THz reste malgré tout délicate, le laser p-Ge en est un exemple.

D'un point de vue électronique, les limites des hyperfréquences micro-ondes sont également difficilement franchissables. Il devient en effet compliqué de faire osciller des charges électriques à des fréquences dépassant la centaine de GHz. On observe sur la Figure 1 que les diodes Gunn et Impatt ne sont efficaces que jusqu'à quelques centaines de GHz. De même les multiplicateurs de fréquence voient leur efficacité chuter fortement lorsque la fréquence d'émission dépasse les quelques centaines de GHz. Les rayonnements obtenus par circulations d'électrons tels que le carcinotron ou Back Wave Oscillator (BWO) sont de puissance convenable et couvrent une bonne partie des fréquences THz, mais leur mise en œuvre reste coûteuse et délicate, et requiert un équipement lourd.

Restent les techniques de génération par couplage opto-électronique ou électro-optique. Dans le cas de l'électro-optique, ce sont des causes électriques qui vont modifier les propriétés optiques d'un système et l'inverse a lieu pour le couplage opto-électronique. L'application dans le domaine THz a été rendue possible depuis peu avec le développement de lasers impulsionnels dont la durée d'impulsion est ultra-brève (de 10 à quelques centaines de femtosecondes). Ainsi, en rendant possible la démodulation de l'impulsion optique, on conçoit qu'il est possible d'obtenir des signaux électriques ultra-rapides permettant de rayonner des impulsions dans le domaine THz. Les antennes photoconductrices, par exemple, génèrent un rayonnement THz impulsionnel par une technique optoélectronique [3]. Leur mise en œuvre est assez simple dans le principe et l'émission THz est très large-bande, mais cette technique présente de très faibles rendements de conversion et les puissances THz délivrées restent donc très faibles (inférieures ou de l'ordre du μW). De même, avec le développement conjoint des lasers ultra-rapides (et donc de puissance crête élevée) et de l'optique non-linéaire, les techniques de mélange de fréquence ont été exploitées pour générer du THz. Bien souvent, comme il s'agit d'effets de couplage ou d'effets non-linéaires d'ordre supérieur, les rendements de conversion sont faibles. Ces techniques de couplage présentent toutefois l'avantage certain d'une plus grande facilité de mise en œuvre et d'une intégration possible de systèmes compacts.

Le photon THz peu énergétique est également difficile à détecter à température ambiante. Dans le cas de détecteurs de rayonnements continus, ce sont généralement des bolomètres, cellules de Golay ou des détecteurs pyroélectriques qui sont employés. Ces techniques nécessitent généralement un équipement lourd de cryogénie car une bonne partie d'entre elles ne fonctionnent qu'aux très basses températures, en raison de leur principe de fonctionnement ou bien pour augmenter leur sensibilité. Elles permettent une mesure quadratique de champ, c'est-à-dire en puissance ou en intensité. De plus, elles présentent l'inconvénient de ne pas donner d'information temporelle ou spectrale sur le rayonnement reçu, il s'agit de détection incohérente.

Les techniques de couplage opto-électroniques et électro-optiques offrent la possibilité de détecter de manière cohérente des signaux THz, et de surcroît d'effectuer une mesure directe et linéaire du champ. L'optique des lasers impulsionnels ultra-brefs permet en effet d'échantillonner point à point dans le domaine temporel les mesures. Ces techniques présentent l'avantage certain de réaliser des mesures résolues temporellement et donc d'obtenir une information spectrale en utilisant les méthodes de Fourier.

Ensuite, le THz constitue une région particulière du spectre électromagnétique du fait de son interaction avec la matière. Remarquons d'abord que l'atmosphère terrestre, ainsi que l'air ambiant sont très absorbants à ces fréquences, ce que l'on peut vérifier sur la Figure 2.

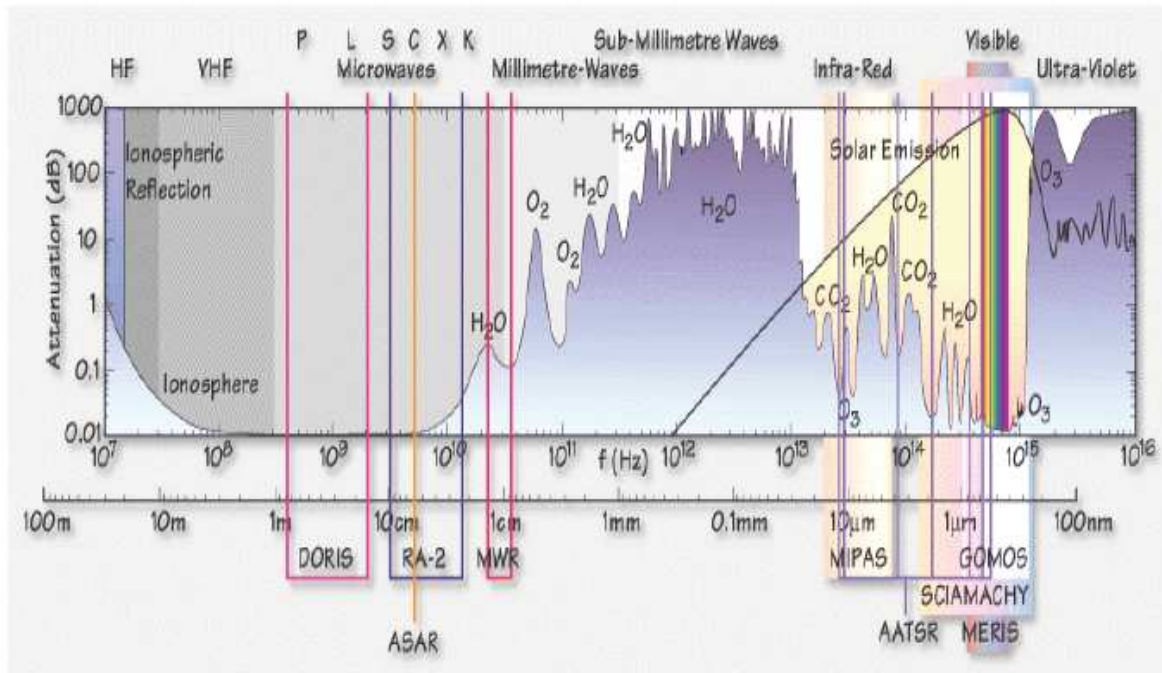


Figure 2 : Spectre d'absorption de l'atmosphère terrestre – Figure extraite de la référence [4].

Les ondes submillimétriques sont très atténuées par l'air ambiant et l'humidité, ce qui constitue un obstacle de poids à un certain nombre d'applications terrestres. Il est difficile par exemple de concevoir des télécommunications terrestres à longue portée pour les fréquences THz. Toutefois, le THz trouve de nombreuses applications dans le domaine des télécommunications, que ce soit pour le spatial ou les télécommunications à courte portée. Parmi les autres applications, les domaines de l'imagerie, de la sécurité et du contrôle non destructif trouvent un intérêt certain à la région spectrale du THz. Les propriétés de nombreux matériaux présentent en effet des caractéristiques particulières dans leur interaction avec des ondes THz. A ce propos, la spectroscopie THz constitue un domaine d'applications très vaste. La détection d'explosifs ou de produits dangereux ou encore le tri de déchets sont des exemples d'application possibles. Ajoutons que la technique de spectroscopie résolue en temps (THz-TDS), développée conjointement avec les techniques de génération et de détection optoélectroniques, a ouvert un champ d'applications considérable.

Enfin, en contrepartie de ses inconvénients, un avantage du THz réside dans la possibilité de fabriquer des composants optiques à bas coût. Les longueurs d'onde submillimétriques impliquent des résolutions spatiales en limite de diffraction de l'ordre du mm. Ainsi, les composants optiques ne nécessitent pas forcément une grande précision dans leur fabrication. La mise en forme de lentilles ou encore la conception de détecteurs matriciels pour l'imagerie sont ainsi facilitées, même si d'autres problèmes liés à la résolution se posent. De plus, un certain nombre de matériaux peu coûteux, tels que le téflon, le polyéthylène, le papier ou le carton, sont transparents aux fréquences THz. Cela permet de concevoir des composants bas coût, notamment pour des applications de télécommunications à courte portée ou de spectroscopie aux fréquences THz.

Le THz présente donc un défi scientifique majeur à la fois dans la conception de sources efficaces et compactes et dans la réception des signaux. Du fait de sa situation dans le spectre, il présente l'avantage de la diversité des techniques qui peuvent être employées et également de la diversité des applications possibles. Une description détaillée mais non exhaustive de différentes techniques et applications du THz est proposée dans la suite de ce manuscrit.

I.2- Les sources de rayonnement THz

I.2.1- Les sources continues

➤ Les composants électroniques

Les diodes électroniques constituent une méthode de génération directe de rayonnement THz. Elles sont surtout efficaces pour des fréquences inférieures à 1 THz. Les sources traditionnelles telles que les oscillateurs et les amplificateurs sont vite limitées par leurs propriétés intrinsèques, comme le temps de transit des charges et par leurs éléments ayant un effet capacitif. Toutefois, d'importants progrès ont été effectués ces dernières années. Trois principaux types de diodes peuvent être recensés.

Les diodes Gunn sont basées sur un substrat de GaAs ou d'InP. Leur principe repose sur un phénomène de transfert électronique entre les minimas des bandes de conduction des semi-conducteurs multi-vallées. Ce temps de transit de l'ordre de la picoseconde constitue l'élément limitatif aux fréquences très élevées. Toutefois, des puissances de 100 mW à 100 GHz ont pu être atteintes sur du GaAs et l'utilisation du second harmonique a permis d'obtenir le milliwatt à 315 GHz [5].

Les diodes IMPATT (ou diode à injection et temps de transit) ont pour principe de fonctionnement le déplacement d'électrons entre les parois d'une capacité plane polarisée. Les porteurs créés par effet d'avalanche oscillent et émettent un rayonnement d'une puissance allant de 100 mW à 100 GHz à 200 μ W vers 400 GHz [6].

Enfin, les diodes à tunnel résonant utilisent l'effet tunnel à travers deux hétérojonctions de type InAs/AlSb. Des fréquences atteignant 720 GHz pour une puissance de 300 nW ont été atteintes [7].

Des progrès considérables ont également été effectués concernant la montée en fréquence dans l'utilisation des transistors. Les transistors à haute mobilité (HEMT) et bipolaires permettent de concevoir des oscillateurs et amplificateurs au-delà de 100 GHz. Des amplificateurs à base de HEMT ont même permis d'atteindre quelques 200 mW vers 100 GHz [8].

➤ Les rayonnements par circulation d'électrons

Parmi les systèmes possibles pour la production de rayonnement THz continu, on compte essentiellement deux méthodes de rayonnement par circulation d'électrons.

Le backward wave oscillator (BWO) ou Carcinotron est un système qui consiste à émettre des électrons depuis une cathode chauffée vers une anode. Les électrons sont guidés par un fort champ magnétique et décélèrent avant d'arriver à l'anode. Le faisceau d'électrons interagit avec un réseau métallique par l'effet Smith-Purcell [9]. Le mouvement de ces électrons induit

un rayonnement électromagnétique dans le sens opposé (d'où le terme « backward ») et dont la fréquence dépend de leur vitesse. Les performances atteintes sont comprises entre 1 W aux basses fréquences et quelques mW au-delà de 1 THz [10].

Les lasers à électrons libres et les rayonnements synchrotron reposent tous deux sur le même principe de fonctionnement. Un faisceau d'électrons est accéléré et sa trajectoire est modifiée à l'aide de champs magnétiques intenses afin qu'il rayonne dans le domaine THz. En modulant la vitesse des électrons, les gammes de fréquences allant des micro-ondes aux rayons X et des puissances élevées peuvent être atteintes (une centaine de W de 0,1 THz à 3 THz [11]).

Ces types de dispositifs à circulation d'électrons sont à la fois coûteux et encombrants. Ils nécessitent des équipements et installations telles que l'on ne peut pas les envisager pour des applications commerciales ou industrielles [12].

➤ Génération d'harmoniques

La génération d'harmoniques est une technique largement répandue pour produire un rayonnement THz continu. Une source micro-onde (tube, BWO, diode Gunn ou synthétiseur par exemple) émet un rayonnement millimétrique qui est couplé sur un composant non-linéaire qui crée des harmoniques de fréquence. La multiplication successive des fréquences permet d'atteindre le THz. Parmi les multiplicateurs, des diodes Schottky, des diodes HBV ou encore des super-réseaux sont utilisés. Des puissances de 1 mW à 800 GHz [13], ou encore de 75 μ W à 1,2 THz et 100 nW à 2,7 THz [14] ont pu être atteintes. Ces sources sont parmi les plus utilisées dans le domaine THz.

➤ Le laser moléculaire

Historiquement, les lasers moléculaires sont les premières sources à émettre un rayonnement THz cohérent et monochromatique. Conçus dans les années 1950 avec le développement des masers initié par Townes, Prokhorov, Basov puis Schawlow, ils ont été les précurseurs des lasers émettant dans le visible. De nos jours, il s'agit de sources lasers pompés optiquement par des lasers CO₂ de forte puissance (de l'ordre de 150 W), et dont le milieu amplificateur est gazeux. Les gaz moléculaires généralement utilisés sont l'ammoniac, le méthanol, l'acide formique ou encore le difluorométhane. L'émission stimulée repose sur les transitions entre les niveaux roto-vibrationnels des molécules de la cavité. Une centaine de raies d'émission sont connues entre 500 GHz et 4400 GHz [15], [16]. Ces lasers présentent une grande pureté spectrale et des puissances d'émission relativement élevées (plusieurs dizaines de mW), mais ce sont encore des systèmes très complexes et peu stables [17]. Afin d'utiliser cette source pour des applications spectroscopiques, l'émission a été rendue accordable par la technique de génération de bandes latérales. Un mélange d'ondes est réalisé à l'aide d'un élément non-linéaire, de type diode Schottky, entre l'émission laser et le signal provenant d'une source micro-ondes accordable [18]. Cette technique a contribué à la réalisation de nombreuses études spectroscopiques sur les spectres de rotation/vibration de molécules.

➤ Le laser p-Ge

Il s'agit d'une source laser qui exploite les transitions entre les différentes branches de la bande de valence du germanium. Comme un laser classique, il repose sur le phénomène d'émission stimulée qui a été mis en évidence sur ce matériau durant les années 80 [19], [20].

Cependant, pour que les transitions aient lieu, l'utilisation du laser nécessite un refroidissement à l'hélium et l'application de champs électriques et magnétiques intenses. C'est un laser largement accordable entre 70 μm et 300 μm . Compte tenu de la difficulté de sa mise en œuvre, il a difficilement dépassé le stade expérimental.

➤ **Le laser à cascade quantique**

Le laser à cascade quantique (QCL) a profité des grandes avancées effectuées ces dernières années dans l'ingénierie des matériaux semi-conducteurs. Contrairement aux lasers à semi-conducteur classiques qui utilisent les transitions inter-bandes, ce type de laser utilise des transitions inter-sous-bandes dans une suite de multi-puits quantiques couplés, et ce afin que les électrons descendent la structure en émettant un photon à chaque descente de la cascade dans un puits quantique. Cela nécessite un matériau constitué d'une multitude d'hétérostructures, afin de paramétrer les temps de vie et les probabilités de passage par effet tunnel pour chaque niveau. Dépendant des niveaux d'énergie mis en jeu dans les transitions inter-sous-bandes, les longueurs d'onde des photons émis peuvent aller du moyen infrarouge aux longueurs d'onde submillimétriques. Le premier QCL fabriqué en 1994 par les laboratoires Bell émettait à 4,2 μm [21] et puis les longueurs d'onde d'émission ont peu à peu atteint le domaine THz (jusqu'à 1,2 THz) [22], [23], [24]. Afin d'atteindre des longueurs d'onde submillimétriques, il a fallu à la fois résoudre les problèmes liés à l'interaction photon-phonon et la question de la propagation guidée du signal optique produit. Aujourd'hui, les lasers QCL constituent une source relativement puissante et présentent l'avantage de sa monochromaticité aux fréquences THz, Cependant, sa mise en œuvre nécessite là encore un refroidissement du fait du bruit thermique ambiant.

➤ **Le photomélange (ou mélange à deux ondes)**

Contrairement au cas où l'on part de sources électroniques pour multiplier les fréquences, lorsque l'on veut obtenir un rayonnement THz à partir de sources optiques, il faut envisager des techniques pour diminuer les fréquences. Une méthode de génération de rayonnement par différence de fréquences a vu le jour avec l'apparition de photomélangeurs. Il s'agit d'éléments photoconductifs basés sur un substrat semi-conducteur et constitués d'électrodes métalliques agissant comme des antennes photoconductrices. Le photomélangeur est éclairé simultanément par deux faisceaux laser superposés et de fréquences différentes. Des photoporteurs sont alors créés au sein du semi-conducteur, entre les deux électrodes aux bornes desquelles une tension continue est appliquée. Le mélange à deux ondes exploite alors le battement optique temporel entre les deux faisceaux, qui module le taux de génération des photoporteurs. Ces photoporteurs oscillent à la fréquence résultant de la différence de fréquences entre les deux lasers. Cela donne lieu à un rayonnement THz continu de bonne finesse spectrale dont la fréquence peut être accordée en ajustant les fréquences respectives des deux lasers incidents.

I.2.2- Les sources impulsionnelles

La mise en œuvre de systèmes émettant des impulsions THz a été rendue possible grâce au développement des sources lasers impulsionnelles. En particulier, les lasers émettant des durées d'impulsion ultra-courtes (quelques dizaines de femtosecondes) ont permis le développement de dispositifs optoélectroniques convertissant l'impulsion optique en impulsion électrique ultra-brève qui rayonne en champ lointain une impulsion THz dont le spectre est d'autant plus large que l'impulsion est courte. L'optoélectronique exploite donc la démodulation d'impulsions optiques très courtes. D'un autre point de vue, les lasers impulsionnels présentent également l'avantage de générer des champs optiques très intenses sur une courte durée. L'intensité très élevée des champs électromagnétiques permet d'exploiter les effets non-linéaires dans les cristaux électro-optiques. Parmi ces effets non-linéaires, la rectification optique constitue un moyen de générer du THz. Dans les deux cas, il s'agit de techniques de couplage optoélectronique ou électro-optique, dont les rendements de conversion sont hélas très faibles. Malgré leurs nombreux avantages, parmi lesquels on peut évoquer leur fiabilité, leur stabilité, leur très large bande passante et leur relative facilité de mise en œuvre, les sources impulsionnelles de rayonnement THz présentent donc l'inconvénient d'une très faible puissance moyenne d'émission.

➤ La rectification optique

Sous un champ optique très intense, les électrons liés dans des cristaux électro-optiques non centro-symétriques peuvent se comporter de manière non-linéaire en réponse à l'onde électromagnétique. Les dipôles induits oscillent alors à une fréquence différente de l'onde incidente, générant à leur tour un rayonnement électromagnétique. Dans le cas de la rectification optique qui est un effet non-linéaire d'ordre 2, la fréquence de l'onde induite résulte de la différence entre l'ensemble des fréquences du large spectre de l'impulsion optique ultra-brève. Il est clair que la bande passante du signal ainsi rectifié est très large et permet largement de couvrir le domaine THz (jusqu'à 50 THz) [25]. Ces processus mettant en jeu des photons d'énergies très différentes, les problèmes d'accord de phase et de rendement nécessitent l'emploi de cristaux spécifiques et particulièrement adaptés à ce type d'application. Les plus couramment utilisés sont le ZnTe, le GaSe, le GaP, le GaAs ou encore le DAST.

➤ La génération par effet de surface

Lorsqu'un matériau semi-conducteur absorbant à la longueur d'onde du laser est éclairé par une impulsion optique intense, des paires électrons-trous sont créées à la surface du semi-conducteur. Ces photoporteurs sont accélérés perpendiculairement à la surface, provoquant la création d'un photocourant transitoire qui rayonne en champ lointain une impulsion THz (voir Figure 3). L'accélération des porteurs dans une direction perpendiculaire à la surface est attribuée à deux phénomènes dont les contributions respectives au rayonnement sont difficilement quantifiables [26], [27]. Le premier phénomène est lié à la présence d'un champ statique à la surface du semi-conducteur dû à la courbure des bandes d'énergie du semi-conducteur en surface. Le second phénomène provient de l'apparition d'un gradient de la densité des charges photocréées. Cet effet, appelé effet Dember, est exacerbé par la différence des vitesses de déplacement entre les électrons et les trous. Ce gradient de charges induit la formation d'un dipôle et donc d'une tension, puisque le barycentre des charges négatives est séparé du barycentre des charges positives. Le champ de surface induit par la courbure des bandes est plus important pour des semi-conducteurs dont l'énergie de bande interdite est

élevée. Spatialement, suivant le modèle du dipôle rayonnant de Hertz, l'impulsion THz est rayonnée suivant des lobes d'émission dont le maximum est dans le plan de la surface du semi-conducteur, comme décrit sur la Figure 3. A cause de cette contrainte, la technique des antennes photoconductrices est souvent préférée à la technique de génération par effet de surface [28].

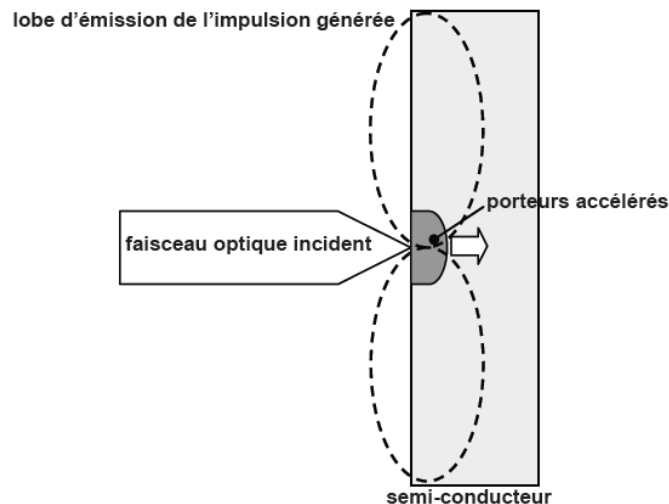


Figure 3 : Schématisation des lobes de rayonnement THz en génération par effet de surface- Figure extraite de la référence [28]

➤ Les antennes photoconductrices

Les antennes photoconductrices sont au cœur de ce travail de thèse et leur principe de fonctionnement est particulièrement détaillé dans la suite de ce manuscrit. Il s'agit d'électrodes métalliques déposées sur un semi-conducteur aux bornes desquelles une tension continue est appliquée. Une impulsion optique ultra-brève éclaire l'espace inter-électrodes du semi-conducteur, provoquant la création de paires électrons-trous. Ces photoporteurs sont accélérés par le fort champ électrique appliqué entre les électrodes. Il en résulte la création d'une impulsion électrique ultra-brève rayonnée en champ lointain par le phénomène du dipôle rayonnant de Hertz. La bande passante de ces dispositifs est généralement élevée, et d'autant plus élevée que la durée d'impulsion est courte. Les puissances moyennes émises sont hélas faibles du fait d'un rendement de conversion médiocre et de la nature isotrope de l'émission qui empêche de recueillir la totalité du signal émis. L'avantage par rapport à l'émission par effet de surface vient de la direction du champ appliqué entre les électrodes qui est parallèle à la surface du matériau. Il en résulte que les lobes d'émission THz se propagent dans une direction perpendiculaire à l'échantillon et colinéaire au laser d'excitation, ce qui facilite la collecte, le traitement et la réception du signal (voir Figure 4).

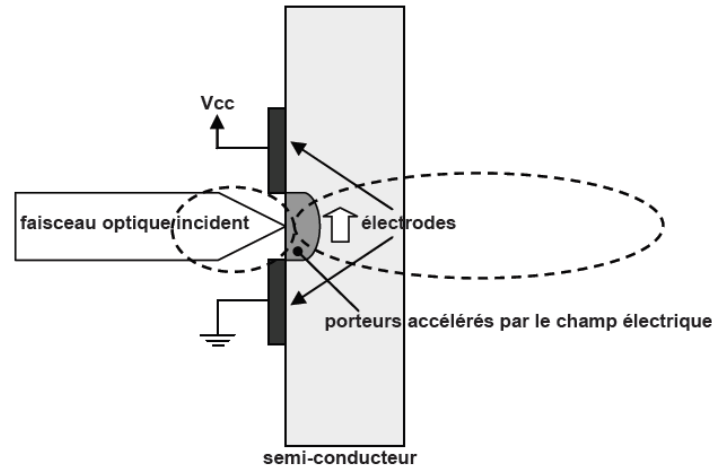


Figure 4 : Schématisation des lobes de rayonnement THz en génération par antennes photoconductrices- Figure extraite de la référence [28]

Afin de mettre en évidence les avantages et les inconvénients des antennes photoconductrices et de prendre des points de repère quantitatifs, le Tableau 1 dresse un récapitulatif de certaines propriétés des différentes sources de rayonnement THz.

Type	Mode d'émission	Gamme spectrale	Bande passante	Puissance moyenne	Mise en oeuvre
Antennes photoconductrices	Impulsionnel	0,1 – 60 THz	Large	~ μ W	Simple
Effet de surface	Impulsionnel	0,1 – 60 THz	Large	~ μ W	Très simple
Rectification optique	Impulsionnel	0,1 – 60 THz	Large	~ μ W	Très simple
Photomélangé	Continu	0,1 – 3 THz	Etroite	~ μ W	Simple
Laser à cascade quantique	Continu	> 1,2 THz	Etroite	> 10 mW	Complexe
Laser moléculaire	Continu	0,1 – 100 THz	Etroite	~ 10 mW	Complexe
Diodes	Continu	0,1 – 1 THz	Etroite	~ 10 mW	Moyenne
Génération d'harmoniques	Continu	0,1 – 1 THz	Etroite	~ mW	Moyenne
BWO	Continu	0,1 – 2 THz	Etroite	~ mW	Complexe
Laser à électrons libres	Continu	Toute la gamme	Etroite	> W	Très complexe

Tableau 1 : Bilan récapitulatif des caractéristiques de sources THz [1]

L'émission THz au moyen d'antennes photoconductrices présente donc, entre autres, les avantages d'une facilité de mise en oeuvre et d'une large bande spectrale, ce qui présente de l'intérêt notamment en spectroscopie. Cependant, les puissances émises sont généralement très faibles.

I.3- Les différents types de détection

Compte tenu de la particularité du rayonnement THz, la détection de signaux THz nécessite l'utilisation de techniques originales, différentes de celles employées dans d'autres domaines. On distingue les détecteurs de signaux impulsionnels, dits cohérents car ils sont capables d'effectuer une mesure résolue temporellement de l'amplitude du champ ; et les détecteurs incohérents qui ne peuvent effectuer qu'une mesure quadratique du champ (en intensité) et qui sont donc adaptés à la détection de signaux provenant de sources incohérentes et/ou continues.

I.3.1- Détection cohérente

Les méthodes électroniques conventionnelles, à cause de leur bande passante limitée, ne permettent pas d'envisager une mesure temporelle, directe et linéaire du champ THz car elles sont confrontées à l'ultra-rapidité des signaux. Toutefois, une technique permet d'accéder à l'amplitude du champ, et ce dans le domaine temporel, ce qui constitue l'avantage majeur de ce type de détection. Elle consiste à coupler les processus d'émission et de détection d'impulsions THz, les deux processus étant déclenchés par une impulsion provenant du même laser femtoseconde. En faisant coïncider temporellement l'impulsion de sonde qui déclenche la détection avec l'impulsion THz, une mesure résolue temporellement est possible. La simultanéité est obtenue en égalant les chemins optiques des deux faisceaux et la lecture temporelle est possible en déplaçant temporellement l'impulsion de sonde par rapport à l'impulsion THz au moyen d'une ligne à retard optique motorisée placée sur l'un ou l'autre des deux faisceaux. Ce type de détection est souvent sujet à du bruit ambiant (bruit thermique, lumineux ou électromagnétique) mais il présente généralement de bons rapports signal à bruit et une bande passante très large.

➤ Détection par des antennes photoconductrices

La détection par des antennes photoconductrices repose sur un principe similaire à celui des antennes émettrices. Ce sont deux électrodes métalliques déposées sur un semi-conducteur. Ces électrodes présentent un resserrement géométrique où la distance inter-électrodes est généralement très courte (quelques μm). Les impulsions laser venant éclairer cette zone inter-électrode, créent un plasma électrons-trous. Ces photoporteurs sont alors accélérés par le champ de l'impulsion THz, à condition que cette dernière éclaire l'antenne simultanément. La mise en mouvement de ces charges induit la création d'un courant électrique qui circule dans le circuit électrique et qui peut être mesuré. Ce courant est proportionnel à l'amplitude du champ THz. Une mesure temporelle est possible en déplaçant temporellement l'impulsion laser par rapport à l'impulsion THz au moyen d'une ligne à retard. Ainsi, à condition que le temps de vie des porteurs au sein du matériau soit court, un échantillonnage de la mesure point à point dans le temps permet une mesure temporelle de l'impulsion THz éclairant le détecteur. La détection au moyen d'antennes photoconductrices étant également au centre de mon travail de thèse, je reviendrai en détails dessus par la suite.

➤ **Détection électro-optique par effet Pockels**

Dans les cristaux électro-optiques, l'application d'un champ électrique induit une modification de la biréfringence du cristal. Il s'agit de l'effet électro-optique appelé effet Pockels. Lorsque le champ d'une impulsion THz traverse un matériau présentant des propriétés électro-optiques, cette modification de biréfringence induit sur une impulsion laser de sonde une modification de son état de polarisation, à condition que les deux impulsions soient synchrones et en accord de phase dans le matériau. Cette modification de l'état de polarisation est proportionnelle au champ THz appliqué au cristal et elle est lue au moyen d'un système de détection différentielle des puissances des polarisations croisées. En déplaçant temporellement l'impulsion de sonde par rapport à l'impulsion THz, il est possible de réaliser une mesure échantillonnée point à point dans le temps de l'impulsion THz. Ce type de détection est très large bande mais la sensibilité est d'autant plus mauvaise que la bande passante, qui dépend entre autres de l'épaisseur du cristal, est large.

I.3.2- Détection incohérente

Les détecteurs incohérents ne sont capables que d'une mesure quadratique, c'est-à-dire qu'ils donnent accès à la valeur de l'intensité du champ mesuré. Ainsi, ils ne donnent pas directement d'information sur la phase ou sur le spectre du signal. Il est néanmoins possible d'obtenir des informations spectrales si l'on dispose d'un oscillateur local (QCL ou mélange optique) par mélange hétérodyne. Ou encore, la technique de mélange homodyne qui consiste à faire interférer le faisceau avec lui-même, permet d'obtenir la fonction d'auto-corrélation du signal. Le théorème de Wiener-Khintchine donne le spectre associé par transformée de Fourier. La mise en œuvre de ces expériences peut être parfois complexe.

➤ **Les bolomètres**

La mesure bolométrique consiste à mesurer l'échauffement d'un matériau induit par le rayonnement qu'il reçoit. Il s'agit du phénomène antagoniste de l'émission par rayonnement thermique du corps noir. Le rayonnement THz éclaire une plaque absorbant le rayonnement incident. La différence de température entre cette plaque et un corps à chaleur constante est mesurée par des thermocouples. La tension relevée indique l'intensité moyenne du rayonnement incident. Ce sont des systèmes incohérents mais qui fonctionnent sur une large bande spectrale qui peut couvrir l'intégralité du spectre électromagnétique. Il existe différents types de bolomètres parmi lesquels le bolomètre à électrons chauds (HEB) et le bolomètre à supraconducteurs. Ce dernier nécessite de se placer à des températures cryogéniques. Les bolomètres fonctionnant aux températures cryogéniques présentent l'avantage d'une extrême sensibilité en contrepartie de leur mise en œuvre délicate.

➤ **Les cellules de Golay**

Les cellules de Golay sont des chambres dans lesquelles un gaz de faible conductivité thermique est dilaté sous l'effet de son échauffement induit par le rayonnement THz qu'il reçoit. La dilatation du gaz provoque la déformation d'une membrane qui est finement mesurée par des techniques optiques ou piézoélectriques. La mesure donne alors accès à l'intensité du champ incident. Les cellules de Golay couvrent une large étendue spectrale (20-1000 μm) et sont encore souvent utilisées.

➤ **Les détecteurs pyroélectriques**

Certains cristaux ont la propriété de se polariser sous l'effet d'un échauffement, c'est l'effet pyroélectrique. Lorsqu'un rayonnement THz échauffe le matériau, il en résulte une tension à ses bornes qui peut être directement mesurée. Ce type de détection est assez simple à mettre en œuvre et couvre une bonne largeur spectrale mais il présente une sensibilité médiocre aux fréquences THz, dépendant du matériau utilisé.

Les différents détecteurs et leurs caractéristiques sont répertoriés sur le Tableau 2.

Type	Mode de détection	Bande passante	Temps de réponse	Réponse (V/W)	NEP (W/Hz ^{1/2})	Mise en œuvre
Antennes photoconductrices	Cohérent	Large (30 THz)	< ps	10 ³	10 ⁻¹⁰	Simple
Effet Pockels	Cohérent	Très Large (60 THz)	< ps	/	/	Simple
Bolomètre cryogénique	Incohérent	2 – 2000 μm	~ ms	10 ³ -10 ⁴	10 ⁻¹⁵ -10 ⁻¹¹	Complexe
Bolomètre à température ambiante	Incohérent	2 – 2000 μm	~ ns	/	10 ⁻¹⁴ -10 ⁻¹²	Assez complexe
Cellule de Golay	Incohérent	20 – 1000 μm	~ ms - s	10 ⁻⁴	10 ⁻¹⁰	Complexe
Détecteur pyroélectrique	Incohérent	1 - 3000 μm	~ ms	10 ⁴	10 ⁻¹⁰	Simple

Tableau 2 : Bilan récapitulatif des caractéristiques de détecteurs THz [1]

Les antennes photoconductrices présentent un assez bon rapport signal sur bruit, une bonne sensibilité et des temps de réponse sub-picoseconde, ce qui constitue un gros avantage par rapport à ses concurrents. Elles sont relativement simples à mettre en œuvre. Leur avantage principal réside dans le fait qu'elles sont couplées avec les antennes d'émission, ce qui permet une mesure linéaire de champ résolue temporellement. De plus, l'émission et la détection reposent sur les mêmes principes et les mêmes technologies, ce qui peut simplifier la mise en œuvre d'un système de génération-détection. Ces deux avantages essentiels, en plus de la très large bande spectrale d'utilisation, ont permis le développement d'une application très intéressante et fertile : la spectroscopie THz résolue temporellement (THz-TDS). Par contre, les faibles puissances mises en jeu et la contrainte du couplage émission-détection limite leur champ d'applications.

I.4- Applications du THz

Les applications du THz reposent pour la plupart sur l'interaction de ces ondes avec la matière. Le champ d'application et les enjeux sont vastes car dans ce domaine de fréquences, de nombreux mécanismes physiques d'interaction avec la matière, que l'on n'observe pas dans d'autres gammes spectrales, ont lieu. Ainsi, la spectroscopie THz constitue un très large domaine d'études dans lequel on peut inclure par exemple l'observation de l'environnement terrestre ou spatial, ou encore la détection de certains matériaux. Un grand nombre de molécules présentent en effet des fréquences de rotation ou de vibration situées dans le gap THz. A titre d'exemple, les molécules HF (1,23 THz) ou HCl (1,25 THz) dans l'atmosphère de Venus ou encore la molécule PH₃ (1,03 THz) sur les planètes géantes sont l'objet d'études

en planétologie de grand intérêt [4]. L'atmosphère terrestre absorbant fortement le THz (Figure 2), les études en radioastronomie nécessitent donc l'emploi de composants fiables embarqués sur des satellites. La spectroscopie THz trouve également de l'intérêt dans les domaines de la sécurité et de l'environnement pour la surveillance de polluants atmosphériques, ou la détection de produits dangereux ou prohibés. Parmi les méthodes spectroscopiques terrestres, citons la spectroscopie THz résolue en temps qui découle des méthodes de génération et de détection optoélectroniques. L'avantage de cette technique repose sur le fait que le champ THz étudié est mesuré directement dans le temps et en amplitude. Elle permet l'échantillonnage temporel d'une impulsion THz et son spectre est obtenu par les méthodes de Fourier. Si cette technique couvre une large gamme spectrale, son inconvénient réside dans sa faible résolution spectrale (quelques GHz).

Ensuite, un certain nombre de matériaux tels que le bois, le papier, le carton, les tissus, les plastiques présentent, aux fréquences THz, des propriétés de transparence ou de réflectivité qu'ils ne présentent pas à d'autres fréquences, ce qui a ouvert la voie à des applications d'imagerie pour la sécurité, pour le biomédical, ou encore pour le contrôle non destructif. L'imagerie dans le domaine THz permet par exemple de détecter des tumeurs, ou encore d'effectuer des contrôles dans les portiques d'aéroports en vérifiant si les passagers transportent des produits dangereux. Cette dernière application est d'ailleurs de plus en plus largement utilisée (vers la centaine de GHz). Elle tire son avantage du fait que les vêtements sont transparents aux T-rays et que le rayonnement n'est pas ionisant contrairement aux rayons X. Son inconvénient réside dans la lenteur des opérations car la taille de la scène de capture est souvent faible à cause des problèmes de résolution. Elle nécessite le développement de détecteurs matriciels et de systèmes optiques de mise en forme des images performants. Ce défi n'est pas si simple à relever qu'il ne pourrait le laisser croire au regard des limites causées par les effets combinés de la diffraction et des aberrations géométriques à ces longueurs d'onde. Bien que les composants optiques THz ne nécessitent pas une grande précision de fabrication du fait de la limite de diffraction, cette contrainte de la diffraction impose l'emploi de composants optiques de grande ouverture numérique (quelques cm), ce qui peut détériorer la qualité de l'image à cause des aberrations géométriques. Une bonne résolution d'image n'est en effet pas aussi aisée à mettre en œuvre que pour le visible qui a bénéficié des grandes avancées récentes en termes de miniaturisation des composants (qui ont rendu l'argentique obsolète). Cela nécessite en effet l'emploi de détecteurs matriciels de relativement grande taille (quelques mm, de l'ordre de la longueur d'onde). La Figure 5 permet de se faire une idée des progrès récents effectués en termes d'imagerie THz. On pourra y observer que les résolutions d'image ne sont pas excellentes.

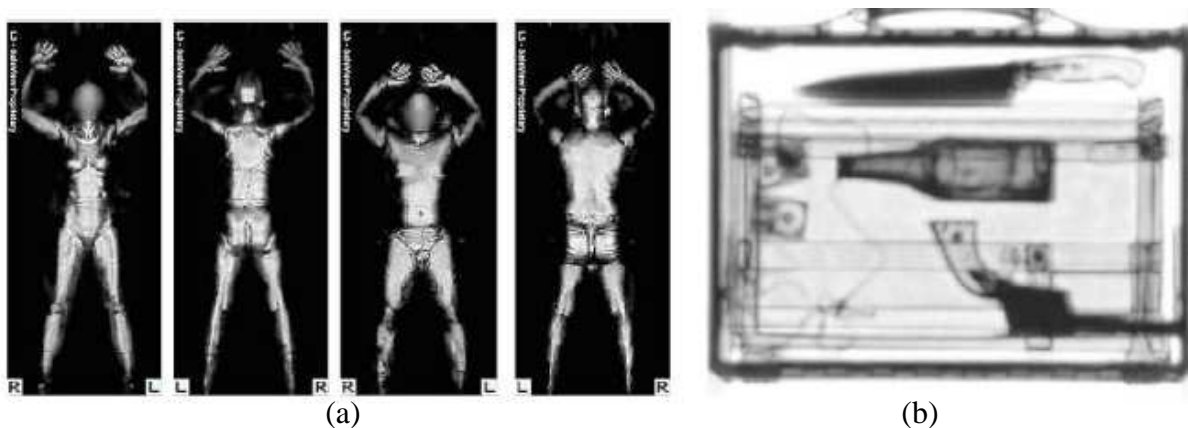


Figure 5 : Exemples d'applications en imagerie des ondes THz (sources Teraview (a) et Picometrix (b))

Enfin, le THz présente également de l'intérêt en termes de transmission d'information. Etant donné que l'atmosphère absorbe fortement les T-rays, il est difficile d'envisager des télécommunications terrestres à longue portée. Mais les télécommunications dans le domaine spatial ou à courte portée constituent des domaines d'applications exploitables. Ce que les technologues et industriels des sciences de l'information et de la communication convoitent avec appétit, c'est bien sûr une augmentation des débits de transmission de données. Le domaine THz pourrait en effet à terme permettre d'atteindre des débits de l'ordre du Terabit par seconde...

II - Problématiques, objectifs et enjeux de l'étude

II.1- Système intégré de génération-détection d'impulsions THz par photocommutation à 1,55 μm

Les études présentées ici ont pour objectif principal la conception, la réalisation et l'optimisation de dispositifs optoélectroniques permettant la génération et la détection d'impulsions THz, et ce par la technique des antennes photoconductrices excitées par un laser femtoseconde émettant à une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette technique, dont les principes physiques et phénoménologiques sont présentés ci-après, est aujourd'hui relativement bien maîtrisée pour des antennes excitées à une longueur d'onde de 800 nm et dont le matériau semi-conducteur de base est le GaAs. Au milieu des années 80, Auston et al. [3] ont montré la possibilité de rayonner des impulsions THz au moyen d'antennes photoconductrices à base de GaAs éclairées par des impulsions laser à 800 nm d'une durée de quelques dizaines de femtosecondes. Cette découverte a été rendue possible grâce à l'émergence des lasers femtoseconde. Suite à cela, les systèmes ont été optimisés et la technique a permis le développement d'applications telles que la spectroscopie résolue temporellement.

Actuellement et depuis le développement des lasers à fibre, se pose la problématique d'explorer cette technique avec un déclenchement des antennes photoconductrices par un laser émettant à 1,55 μm . Les résultats attendus de ces études ont pour intérêt l'intégration de systèmes d'émission-détection THz. A 1,55 μm , le développement des lasers à fibre à la fois compacts, stables et simples d'utilisation ouvre la possibilité de réaliser des systèmes THz intégrés et permet d'envisager des solutions embarquées et commerciales pour un large public. De plus, l'utilisation des lasers à 1,55 μm peut nécessiter l'emploi de composants optiques fonctionnant à cette longueur d'onde, qui sont très répandus et de moindre coût du fait de l'extraordinaire développement des télécommunications optiques.

Les travaux de thèse sont donc motivés par les avantages que présentent les antennes photoconductrices excitées à 1,55 μm . Cet objectif est poursuivi depuis quelques années par un certain nombre de laboratoires dont les travaux ont pu servir d'appui aux études reportées dans ce manuscrit. En se référant à cet état de l'art, le premier objectif de la thèse est de fabriquer des matériaux adaptés à la photocommutation à 1,55 μm . Nous verrons que la filière de base pour les matériaux semi-conducteurs est l'InGaAs et qu'un certain nombre de propriétés est requis pour ce type de matériau afin de réaliser un système d'émission-détection THz. Suite à ces fabrications, des caractérisations des propriétés électriques et optiques ont été menées en vue de la compréhension physique et de l'optimisation de ces matériaux. Enfin,

afin de réaliser des dispositifs intégrés, le dépôt d'antennes métalliques sur ces matériaux constitue le second objectif majeur de mon travail. Les structures finalisées doivent être l'objet de caractérisations sur un montage optique de génération-détection THz, là encore dans un but d'optimisation des dispositifs. Présentons d'abord le principe d'un système d'émission-détection THz par photocommutation.

Le schéma de la Figure 6 représente le montage optique expérimental de la technique de génération-détection de signaux THz impulsifs au moyen d'antennes photoconductrices.

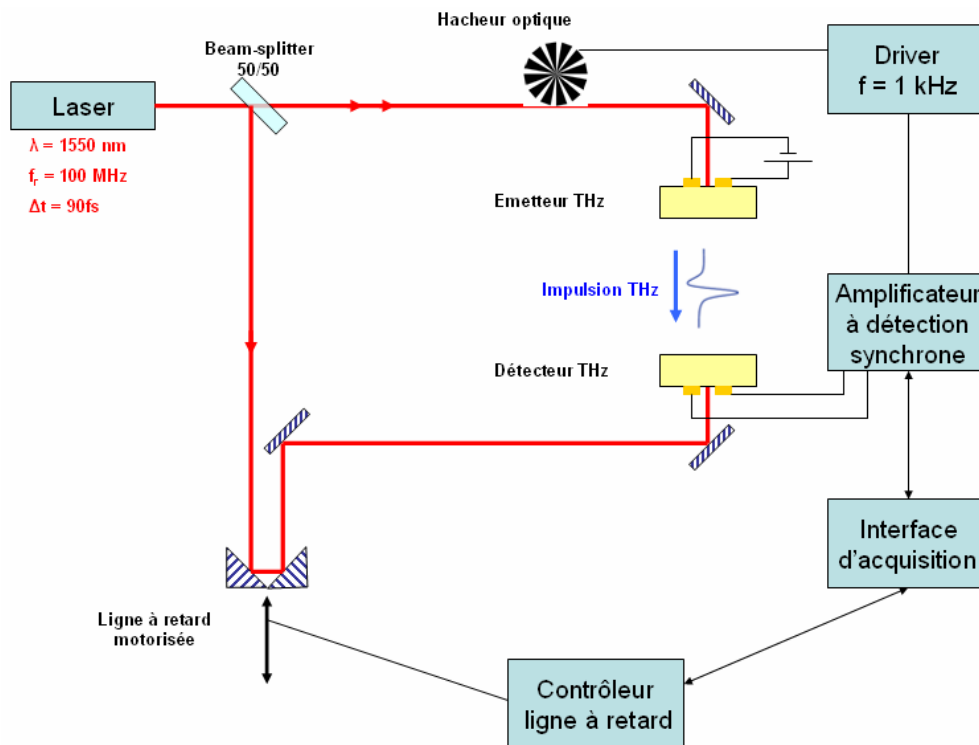


Figure 6 : Schéma de principe d'un montage d'émission-détection THz par des antennes photoconductrices

Le faisceau d'un laser émettant des impulsions d'une durée de quelques dizaines de femtosecondes (dans notre cas 90 fs à un taux de répétition de 100 MHz), est séparé en deux au moyen d'un beam-splitter. Un faisceau sortant de ce beam-splitter est modulé par un hacheur optique et vient exciter l'antenne photoconductrice émettrice. L'antenne photoconductrice polarisée par une tension continue émet alors une impulsion THz. L'autre faisceau passe par une ligne à retard optique avant de venir exciter l'antenne photoconductrice réceptrice. Lorsque l'impulsion laser d'excitation du détecteur et l'impulsion THz viennent éclairer simultanément l'antenne réceptrice, un courant est généré aux bornes de ses électrodes. Le signal obtenu est alors traité par les appareils de mesure électroniques (amplificateur à détection synchrone mesurant le courant couplé au contrôleur de la ligne à retard via une interface d'acquisition GPIB). La simultanéité est obtenue en égalant les chemins optiques des deux faisceaux du beam-splitter jusqu'à l'antenne réceptrice. La ligne à retard optique placée sur le faisceau de détection permet de synchroniser les impulsions et de décaler temporellement une impulsion par rapport à l'autre, ce qui permet d'échantillonner point à point dans le temps la mesure et donc d'obtenir une mesure temporelle du signal THz. Pour mieux comprendre ce mécanisme d'échantillonnage temporel, voyons précisément ce qu'il se passe au niveau de l'émetteur puis au niveau du récepteur.

II.2- Principe et modèle physiques des antennes photoconductrices

Afin de déterminer les paramètres des dispositifs à optimiser pour obtenir une émission et une détection correspondant à nos attentes, il est utile de présenter un modèle phénoménologique décrivant le comportement du système. On se place dans le cadre du modèle de Drude qui prend pour point de départ la théorie cinétique des gaz. Les hypothèses de la théorie de Drude consistent à considérer que les électrons libres d'un conducteur ou d'un semi-conducteur forment un gaz électronique auquel on peut appliquer la théorie cinétique. Les porteurs de charge positive, beaucoup plus lourds car constitués d'un noyau et d'un nuage électronique de coeur, peuvent être considérés comme immobiles. Alors, seuls les électrons libres participent à la conduction. Les interactions électron-électron sont négligées et les électrons sont soumis à des chocs avec les atomes du cristal, ce qui permet d'introduire la notion de libre parcours moyen et de temps de vol ou temps de collision. Les électrons libres mis en mouvement subissent des collisions sur leur trajectoire au bout d'un temps de collision que l'on peut définir par le rapport de leur libre parcours moyen à leur vitesse moyenne de déplacement.

II.2.1- L'antenne photoconductrice émettrice

La Figure 7 présente le fonctionnement d'une antenne photoconductrice émettrice de signaux THz.

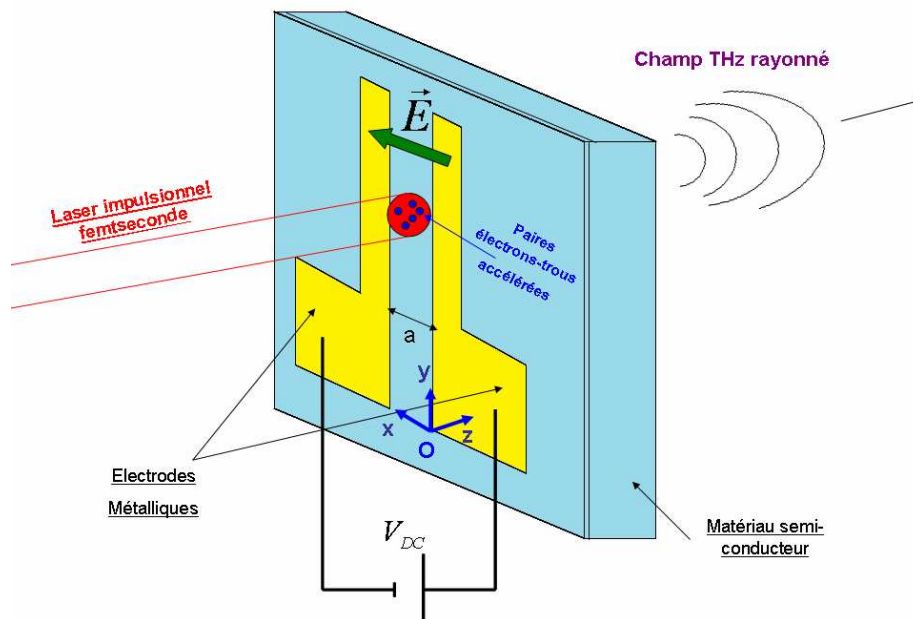


Figure 7 : Schéma de principe d'une antenne photoconductrice émettrice

Une antenne photoconductrice émettrice est constituée de deux électrodes métalliques déposées sur un matériau semi-conducteur absorbant les photons émis par le laser. Entre ces deux électrodes est appliquée une tension continue. Le faisceau du laser vient éclairer la zone inter-électrodes. Ainsi, des électrons et des trous sont créés au sein de cette zone inter-électrodes. Du fait de la tension appliquée entre les électrodes, ces porteurs de charge créés par l'impulsion laser sont accélérés par le champ électrique statique, dans le sens perpendiculaire aux électrodes. Par le phénomène de rayonnement du dipôle de Hertz, la

création rapide et l'accélération de ces porteurs de charge dans une direction linéaire provoquent l'émission d'un rayonnement électromagnétique en champ lointain.

La tension statique, appliquée entre les électrodes séparées d'une distance a , induit un dipôle statique \vec{p}_{stat} porté par l'axe (Ox) (voir Figure 7) que l'on peut exprimer localement comme l'addition de N_0 dipôles élémentaires. Si N_0 représente le nombre d'électrons libres présents à l'anode et q_e représente la charge élémentaire de l'électron, on a:

$$\vec{p}_{stat} = N_0 q_e a \vec{u}_x \quad (\text{Equation 1. 1})$$

Le dipôle électrique statique ne rayonne quasiment pas en champ lointain, ce qui va être vérifié analytiquement. Lorsque l'impulsion optique éclaire la zone inter-électrodes, un plasma électrons-trous est créé instantanément. Le nombre de charges libres augmente donc instantanément et proportionnellement à la puissance optique de l'impulsion. Le champ électrique statique présent entre les électrodes provoque l'accélération de ces porteurs par la force de Lorentz. Les barycentres des charges positives et négatives sont donc séparés. La création instantanée de porteurs et leur accélération induisent donc une variation temporelle du moment dipolaire électrique, ce qui provoque l'émission d'un rayonnement électromagnétique en champ lointain. Les travaux de Hertz sur l'étude des dipôles rayonnants ont permis d'établir l'expression analytique du champ électrique rayonné à une distance r du dipôle. Cette expression que l'on peut trouver dans de nombreux ouvrages sur l'électromagnétisme s'écrit [1] :

$$\vec{E}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^5} \left[\left\{ \left(3\vec{p}(t) + 3\frac{r}{c} \dot{\vec{p}}(t) + \frac{r^2}{c^2} \ddot{\vec{p}}(t) \right) \cdot \vec{r} \right\} \vec{r} - r^2 \left\{ \vec{p}(t) + \frac{r}{c} \dot{\vec{p}}(t) + \frac{r^2}{c^2} \ddot{\vec{p}}(t) \right\} \right] \quad (\text{Equation 1. 2})$$

Lorsque l'on se place en champ lointain, c'est-à-dire à une distance r très grande devant les dimensions du dipôle, alors tous les termes de degrés inférieurs aux termes en $1/r$ sont négligeables. Il en résulte après cette approximation, que le champ électrique rayonné par le dipôle en champ lointain s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{E}_{THz}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{c^2} \frac{\left(\ddot{\vec{p}}(t) \cdot \vec{r} \right) \vec{r} - r^2 \ddot{\vec{p}}(t)}{r^3} \quad (\text{Equation 1. 3})$$

Le champ lointain est donc proportionnel à la dérivée temporelle seconde du moment dipolaire. On vérifie donc qu'en champ lointain, le champ rayonné par le dipôle statique est négligeable. C'est l'accélération du moment dipolaire qui est à l'origine du champ électromagnétique produit par l'antenne. Remarquons que l'expression obtenue permet d'établir la propagation spatiale des lobes d'émission, à travers l'équation polaire qu'elle implique.

Cherchons maintenant à exprimer l'accélération du moment dipolaire qui est à l'origine de l'émission du champ THz. Le moment dipolaire total est la somme du moment dipolaire statique et du moment dipolaire induit par la création de photoporteurs, ce que l'on peut exprimer par :

$$\overrightarrow{p}(t) = \overrightarrow{p}_{stat} + q_e N_{ph}(t) x(t) \overrightarrow{u}_x \quad (\text{Equation 1. 4})$$

Dans ce cas, deux termes sont variables dans le temps : $N_{ph}(t)$ représente le nombre d'électrons libres créés par l'impulsion du laser et $x(t)$ représente la distance que sépare un électron libre de la cathode chargée positivement.

La fonction $N_{ph}(t)$ définit le nombre d'électrons libres présents dans la zone inter-électrodes en fonction du temps. La création d'électrons libres est induite par l'impulsion laser et de façon instantanée. Si l'on considère que l'impulsion laser est gaussienne, on peut exprimer dans un premier temps la fonction $N_{ph}(t)$ de la manière suivante :

$$N_{ph}(t) \propto N_{max} \exp\left(-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta t} t\right)^2\right) \quad (\text{Equation 1. 5})$$

Ici, N_{max} représente le nombre maximal d'électrons créés par l'impulsion laser, et Δt définit la largeur temporelle totale à mi-hauteur de l'impulsion laser.

Lorsque les électrons de conduction sont créés au sein du semi-conducteur, ils sont alors l'objet de phénomènes de relaxation. Ils sont mis en mouvement et peuvent être capturés par des pièges ou se recombiner avec des trous. Et ce phénomène temporel est généralement plus long que la durée de l'impulsion laser. Dans une première approche, la fonction temporelle de relaxation peut être exprimée par une décroissance exponentielle régie par un temps τ_r appelé temps de relaxation. Ce temps de relaxation peut également être assimilé à la durée de vie des porteurs. Il en résulte que la fonction $N_{ph}(t)$ représentant l'évolution temporelle du nombre de photoporteurs résulte de la convolution entre la création des porteurs par l'impulsion pompe et le phénomène de relaxation régi par une décroissance exponentielle, d'où :

$$N_{ph}(t) \propto N_{max} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta t} t'\right)^2\right) \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_r}\right) dt' \quad (\text{Equation 1. 6})$$

Dans le modèle de Drude, la dynamique des porteurs libres est également régie par un temps de collision ou temps de vol, c'est-à-dire le temps que met un électron de conduction avant de rentrer en collision avec un obstacle, c'est encore le temps que met un électron pour parcourir son libre parcours moyen. On le note τ_c et il ne doit pas être confondu avec le temps de relaxation τ_r qui définit la durée de vie des porteurs, c'est-à-dire le temps que met un porteur avant d'être piégé ou recombiné avec une charge opposée. Pour déterminer l'expression de la fonction $x(t)$, on applique la relation fondamentale de la dynamique à un électron. On considère qu'un électron libre du semi-conducteur est soumis à deux forces : la force électrique de Lorentz induite par le champ électrique statique appliqué entre les électrodes et une force de frottement fluide qui s'oppose au mouvement des électrons. Cette force de frottement est due à l'interaction de l'électron avec les atomes du semi-conducteur et est caractérisée par un coefficient de résistance égal à m/τ_c , où τ_c est le temps de collision d'un électron dans le semi-conducteur considéré dans le cadre du modèle de Drude, comme un gaz d'électrons libres. Le principe fondamental de la dynamique appliqué à un électron de masse effective m s'exprime alors de la manière suivante :

$$m\vec{\gamma} = -q_e\vec{E} - \frac{m}{\tau_c}\vec{v} \quad (\text{Equation 1. 7})$$

Dans le repère (Oxyz) représenté sur la Figure 7, une projection de l'équation sur l'axe (Ox) conduit à l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dv_x}{dt} + \frac{1}{\tau_c}v_x = -\frac{q_e E}{m} \quad (\text{Equation 1. 8})$$

La solution de l'équation différentielle est la suivante, en considérant que la vitesse moyenne de départ est nulle et qu'à l'instant $t=0$, l'électron est à la position x_0 .

$$\begin{cases} x(t) = \mu E \left[\tau_c \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_c}} \right) - t \right] + x_0 \\ v_x(t) = \mu E \left(e^{-\frac{t}{\tau_c}} - 1 \right) \\ \gamma_x(t) = -\frac{\mu E}{\tau_c} e^{-\frac{t}{\tau_c}} \end{cases} \quad (\text{Equations 1. 9})$$

On décrit ainsi un phénomène de relaxation des électrons avec une décroissance exponentielle. Le facteur μ définit la mobilité des électrons dont l'expression est donnée par :

$$\mu = \frac{q_e \tau_c}{m} \quad (\text{Equation 1. 10})$$

Alors, il est possible d'exprimer la projection sur l'axe (Ox) du moment dipolaire électrique. Pour cela, il ne faut pas oublier que les électrons sont créés par l'impulsion laser gaussienne et donc que la dynamique de ces porteurs démarre à une date correspondant à la création des tout premiers photoporteurs. Il faut donc exprimer le produit des fonctions temporelles comme leur produit de convolution proportionnel à un facteur k lui-même proportionnel à $1/\tau_r$ et homogène à l'inverse d'une durée (s^{-1}). Alors le moment dipolaire en projection sur l'axe (Ox) s'écrit :

$$p(t) = p_{stat} + k \int_{-\infty}^{+\infty} N_{ph}(t')x(t-t')dt' \quad (\text{Equation 1. 11})$$

Or le champ électrique THz qui nous intéresse est proportionnel à la dérivée seconde (ou encore l'accélération) du moment dipolaire. C'est donc ce terme que l'on cherche à exprimer en dérivant deux fois l'expression précédente :

$$\ddot{p}(t) = k \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dN_{ph}(t')}{dt} v_x(t-t') dt' \quad (\text{Equation 1. 12})$$

Dans cette expression, compte tenu des hypothèses de départ, le terme en position $x(t)$ n'influence pas en réalité l'accélération du moment dipolaire. En effet, on a considéré le moment dipolaire comme étant lié à la séparation des électrons créés par le laser et des charges positives présentes à la cathode. Or lorsque le laser crée des porteurs, il crée des électrons et des trous, il en résulte que la seule création des paires électrons-trous à des positions données ne fait pas varier le moment dipolaire, car les barycentres des charges positives et des charges négatives ne sont pas séparés à l'échelle globale même s'ils le sont à l'échelle locale. La seule création des charges induit donc un moment dipolaire résultant nul. De plus, les hypothèses de ce modèle supposent que tous les électrons créés sont situés en une seule position x_0 , ce qui est évidemment faux car ils sont localisés sur tout le volume engendré par le spot de focalisation du laser. Donc le terme d'accélération du moment dipolaire relié à la position $x(t)$ ne doit pas être pris en compte dans ce modèle. Ainsi seuls les termes cinétiques de mise en mouvement des électrons sont pris en compte, car ce sont les seuls à faire varier temporellement le moment dipolaire. Remarquons que des modèles plus rigoureux s'appuyant sur des méthodes statistiques de type Monte-Carlo permettent de décrire le comportement du système en analysant la trajectoire de chaque électron [29]. Mais le modèle relativement simple de Drude-Lorentz est suffisant ici pour évaluer les paramètres du dispositif à optimiser.

Cette dernière expression se rapproche fortement de la dérivée temporelle de la densité de courant. En effet, dans le cadre du modèle de Drude, l'expression de la densité de courant $J_{ph}(t)$ engendrée par les photoporteurs est donnée par :

$$\overrightarrow{J_{ph}(t)} = -n_{ph}(t) q_e \overrightarrow{v(t)} \quad (\text{Equation 1. 13})$$

Où $n_{ph}(t)$ représente la densité volumique de porteurs de charges et $v(t)$ leur vitesse de déplacement. Le terme $n_{ph}(t)$ peut s'écrire comme le nombre de porteurs divisé par le volume qu'ils occupent. Ce volume est défini par l'aire du spot du laser sur une épaisseur d'absorption optique.

Dans le cadre de ce modèle, le courant surfacique est porté par l'axe (Ox). Alors l'expression de la dérivée temporelle du courant surfacique s'écrit avec un facteur de proportionnalité k' proportionnel à $1/\tau_r$ et homogène à l'inverse d'une durée (s^{-1}):

$$\frac{dJ(t)}{dt} = k' \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dn_{ph}(t')}{dt} v_x(t-t') dt' \quad (\text{Equation 1. 14})$$

C'est pourquoi l'on trouve très souvent écrit dans la littérature [1] que le champ THz émis par une antenne photoconductrice est proportionnel à la dérivée temporelle de la densité de courant.

$$\boxed{E_{THz}(t) \propto \frac{dJ(t)}{dt}} \quad (\text{Equation 1. 15})$$

En réalité, cela suppose de faire l'approximation que l'accélération du moment dipolaire est uniquement induite par les termes cinétiques de mise en mouvement des porteurs, les termes de position des charges s'annulant du fait d'un moment résultant globalement nul. Cela suppose également que les charges présentes aux électrodes sont les contributions majoritaires au moment dipolaire et donc que la distance entre les charges reste fixe. Avec une distance entre les charges fixe mais un déplacement des charges au sein du semi-conducteur, le champ THz est donc, dans cette approximation, proportionnel à la dérivée temporelle du transitoire de courant induit par l'impulsion laser. On peut d'ailleurs remarquer qu'en fait l'accélération du moment dipolaire induit un terme de position, un terme de vitesse et un terme d'accélération des charges. Mais la nécessité de convoluer la dynamique des porteurs avec leur photocréation implique que seul le terme de vitesse est pris en compte et qu'il est équivalent à la dérivée du transitoire de courant, qui est également le résultat d'une convolution.

En résumé, le champ THz rayonné par une antenne photoconductrice est proportionnel à l'accélération du moment dipolaire induit par l'action combinée de la création de charges par l'impulsion laser et la mise en mouvement de ces charges par un champ électrique statique. Dans le cadre du modèle de Drude pour les semi-conducteurs, l'expression du champ THz peut donc être obtenue en fonction des différents paramètres mis en jeu. Elle s'écrit :

$$E_{THz}(t) \propto N_{\max} \mu E \left(\frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta t} \right)^2 \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} t' e^{-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta t} t'\right)^2} e^{-\frac{t-t'}{\tau_r}} dt' \right) \left(e^{-\frac{t-t''}{\tau_c}} - 1 \right) dt'' \right)$$

(Equation 1. 16)

La transformation de Fourier de cette dernière expression permet d'accéder au spectre des impulsions THz. La Figure 8 représente les évolutions temporelle et spectrale typiques des impulsions THz produites et mesurées par des antennes photoconductrices. Elles ont été obtenues expérimentalement au moyen d'antennes photoconductrices à base de LT-GaAs excitées à une longueur d'onde de 800 nm.

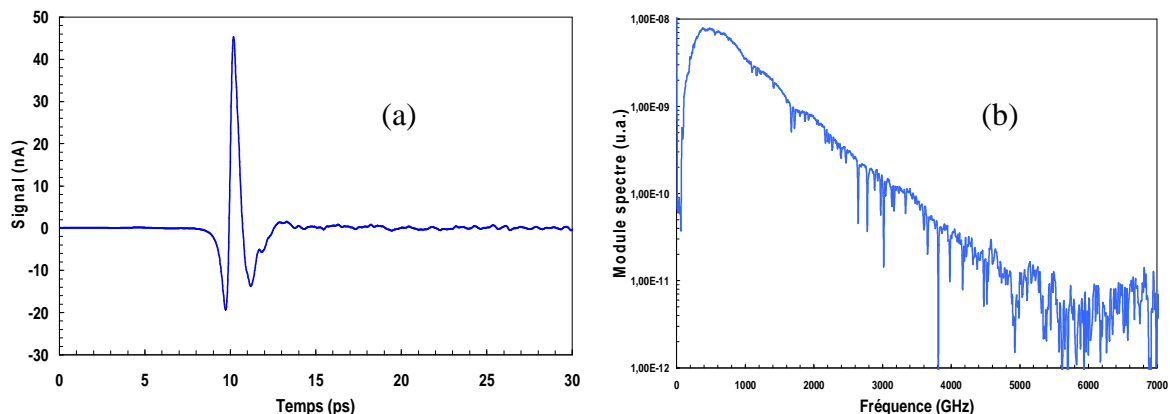


Figure 8 : Evolutions temporelle (a) et spectrale (b) d'impulsions THz émises et détectées par des antennes photoconductrices à base de LT-GaAs et excitées à 800 nm

➤ Amplitude du champ THz

De manière évidente, l'émission THz sera d'autant plus forte en amplitude que la **puissance de l'impulsion optique** et l'**absorption optique du matériau** sont élevées. Cela est mis en évidence par le facteur N_{max} . La **mobilité des porteurs** constitue également un facteur de proportionnalité de l'amplitude du champ THz émis. Et plus le **champ statique appliqué** (et donc la tension appliquée entre les électrodes) est élevé, plus l'amplitude du champ THz sera forte. Si ces résultats semblent évidents, de nombreux travaux expérimentaux ont été effectués sur l'influence de la puissance optique d'excitation et de la tension appliquée entre les électrodes. Il a résulté de ces études que si la tension appliquée devient trop élevée, la forme de l'onde impulsionnelle THz est altérée [30], [31]. Cet effet non-linéaire s'explique par une augmentation de l'énergie acquise par les photoporteurs qui peuvent alors diffuser vers les vallées latérales de la bande de conduction, où leur masse effective est plus élevée. Leur mobilité étant ainsi réduite, les électrons subissent une décélération qui se traduit par une forme temporelle de l'onde altérée [32], [33].

Par ailleurs, il a été montré que l'amplitude du champ THz croît linéairement avec la puissance optique excitatrice mais qu'elle sature à partir d'une certaine valeur de puissance [34], ce qui est illustré sur la Figure 9.

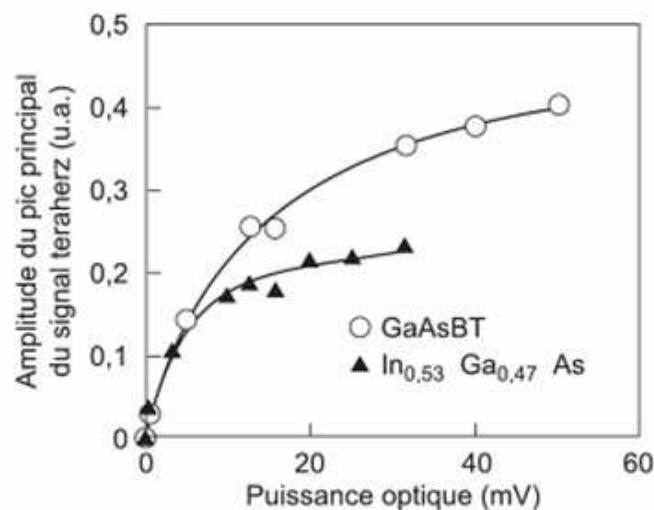


Figure 9 : Amplitude des impulsions THz émises par des antennes photoconductrices à base de GaAs-BT excitées à 800 nm (cercles) et à base de InGaAs irradié par des ions excitées à 1,55 μm (triangles pleins) en fonction de la puissance optique d'excitation – Figure extraite de la référence [34]

Cet effet de saturation a été largement étudié et il a été conclu qu'il était dû à des effets d'écrantage du champ statique appliqué entre les électrodes. Deux phénomènes seraient à l'origine de cet écrantage [35] : le premier champ qui viendrait écranter le champ statique est une partie du champ THz lui-même qui serait réfléchi aux interfaces du semi-conducteur [36], [37]. Le deuxième champ d'écrantage serait issu d'un champ de charges d'espace provenant de la séparation des charges positives et négatives au sein du semi-conducteur lorsque celles-ci sont mises en mouvement. Ce champ de charges d'espace s'oppose alors au champ statique appliqué [35], [38]. Remarquons au passage que les performances atteintes sont meilleures pour le GaAs excité à 800 nm que pour l'InGaAs excité à 1,55 μm .

➤ **Formes temporelle et spectrale de l'onde THz**

Enfin, l'expression de l'équation 1.16 permet d'établir la forme temporelle de l'impulsion THz et de décrire également leur forme spectrale qui s'obtient par transformation de Fourier. Ce sont essentiellement les trois temps caractéristiques, que sont la **durée de l'impulsion optique**, la **durée de vie des porteurs** et le **temps de collision des porteurs**, qui vont exercer une influence sur les formes temporelle et spectrale de l'onde [34]. A titre d'exemple, la Figure 10 illustre l'influence de la durée des impulsions laser sur le spectre des impulsions THz, tous les autres paramètres restant fixes.

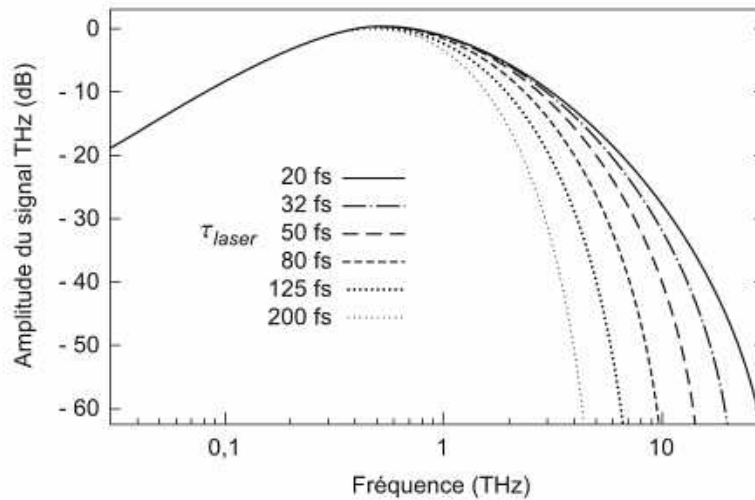


Figure 10 : Influence de la durée des impulsions laser sur le spectre des impulsions THz – Figure extraite de la référence [34]

La forme spectrale de l'onde dépend sensiblement de la durée de l'impulsion optique d'excitation. De manière générale, plus les temps caractéristiques sont courts, plus le spectre est large. Le spectre d'émission THz sera donc d'autant plus large que l'impulsion électrique est brève. Or la durée de l'impulsion électrique est régie par la durée des impulsions laser, mais également et surtout par la durée de vie des porteurs au sein du matériau. Le temps de collision des porteurs exerce peu d'influence étant donné qu'il est très court devant leur durée de vie.

II.2.2- L'antenne photoconductrice réceptrice

L'antenne réceptrice est également constituée de deux électrodes métalliques déposées sur un matériau semi-conducteur absorbant les photons émis par le laser. Dans ce cas, un dipôle resserré géométriquement (qui n'est pas obligatoire en émission) sépare les deux électrodes au niveau de la zone d'éclairement avec une distance inter-électrodes très courte (quelques μm). L'impulsion laser vient éclairer le semi-conducteur au niveau de la zone du dipôle, créant ainsi des porteurs de charge. Le champ THz émis par l'antenne émettrice vient simultanément accélérer ces porteurs, provoquant ainsi la création d'un courant électrique proportionnel au champ THz. La lecture de ce courant en aval nous donne donc l'information sur l'amplitude du champ THz.

Le schéma de principe de la Figure 11 décrit le fonctionnement d'une antenne photoconductrice réceptrice de signaux THz impulsionnels.

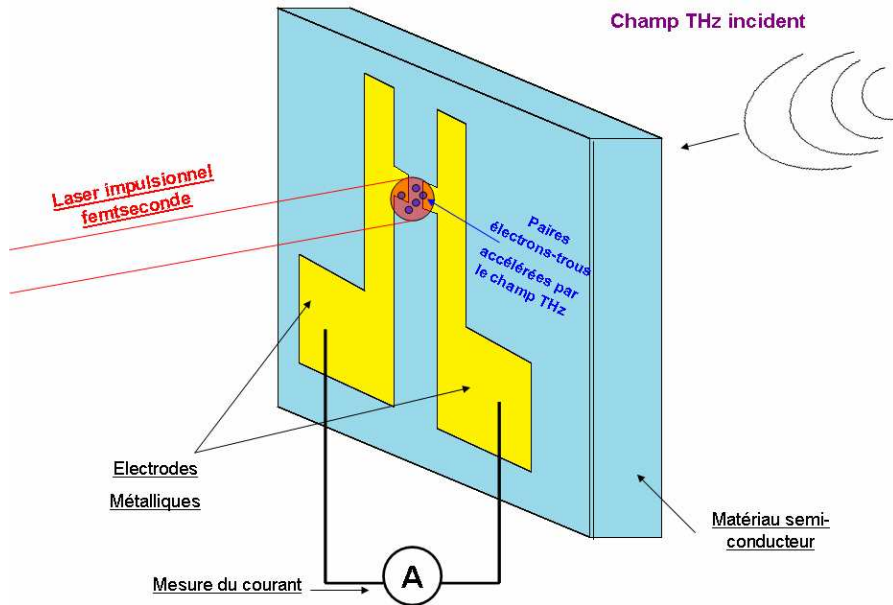


Figure 11 : Schéma de principe d'une antenne photoconductrice réceptrice

Clairement, pour pouvoir détecter le champ THz il faut que l'impulsion optique d'excitation des porteurs et l'impulsion THz éclairent simultanément l'antenne. C'est pourquoi une ligne à retard optique est placée en amont de l'antenne réceptrice afin d'égaliser les chemins optiques des deux faisceaux. Il s'agit d'un miroir en coin de cube rétro-rélecteur monté sur une ligne motorisée. Cette ligne à retard permet de déplacer temporellement l'impulsion d'excitation laser par rapport à l'impulsion THz. En déplaçant temporellement l'impulsion optique, une mesure du champ THz par échantillonnage temporel point à point est possible.

La combinaison simultanée de la création de porteurs de charges et de leur accélération par le champ électrique THz induit la formation d'un courant, dont l'expression de la densité peut être déduite des équations obtenues pour l'émission. Elle s'écrit, à une date t unique :

$$J(t) = -q_e \int_{-\infty}^{+\infty} n_{ph}(t') v_x(t-t') dt' \quad (\text{Equation 1. 17})$$

En supposant que le champ THz est polarisé suivant l'axe (Ox), ce qui est le cas en pratique si les antennes d'émission et de réception sont orientées dans la même direction, il vient :

$$J(t) \propto -q_e n_{\max} \mu E_{THz} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta t} t'\right)^2} e^{-\frac{t''-t'}{\tau_r}} dt' \right) \left(e^{-\frac{t-t''}{\tau_c}} - 1 \right) dt'' \right)$$

(Equation 1. 18)

Il en résulte que le courant mesuré à une date t est proportionnel au champ THz à mesurer. En effectuant un échantillonnage temporel de la mesure au moyen de la ligne à retard, il est ainsi

possible de retrouver la forme temporelle du champ THz mesuré. Le principe de l'échantillonnage en temps équivalent est représenté sur la Figure 12.

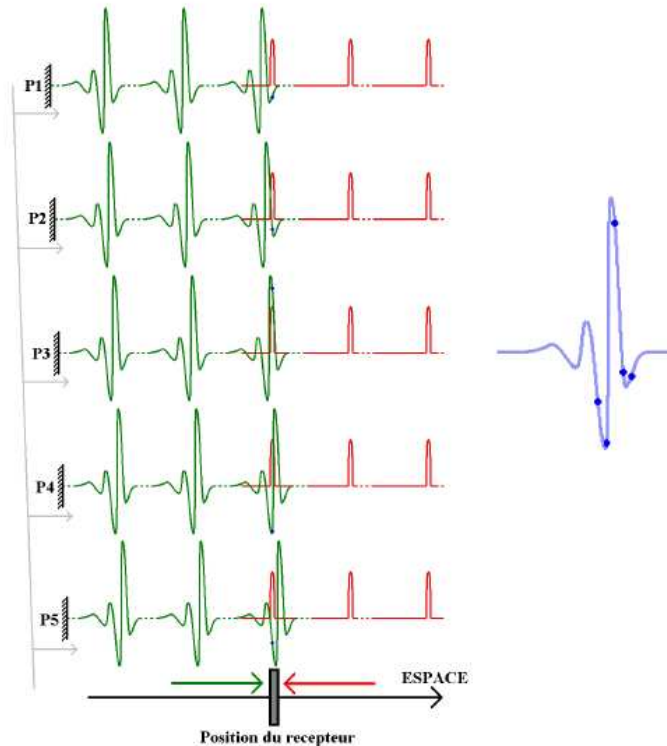


Figure 12 : Principe de fonctionnement de l'échantillonnage d'une impulsion THz. Sont représentés 5 instants différents pour lesquelles on a recouvrement du champ THz et de l'impulsion optique sur le détecteur correspondant à 5 positions différentes de la ligne à retard. L'impulsion THz est représentée en vert, l'impulsion optique en rouge. Figure extraite de la référence [25]

La porte d'échantillonnage est régie par la **durée de l'impulsion laser** pour le front montant et la **durée de vie des porteurs** pour le front descendant. Elle est assimilée à un échelon si le temps de vie des porteurs est long ou à un pic de Dirac si celui-ci est très bref. La résolution temporelle du détecteur, qui détermine sa bande passante, dépend donc de la durée de l'impulsion laser et surtout de la durée de vie des porteurs. Sa sensibilité est conditionnée par les caractéristiques géométriques de l'antenne et la mobilité des porteurs libres. Quant au rapport signal sur bruit, il dépend de la **résistivité du matériau et du contraste des résistances à l'obscurité et à l'éclairement** mais également de la durée de la porte d'échantillonnage et donc de la durée de vie des porteurs. En tout état de cause, la durée de vie des porteurs doit nécessairement être inférieure au pas temporel d'échantillonnage et à la durée séparant deux impulsions (10 ns pour un laser ayant un taux de répétition de 100 MHz).

II.3- Propriétés requises pour la photocommutation à 1,55 μm

II.3.1- Propriétés des matériaux semi-conducteurs adaptés à la photocommutation à 1,55 μm

Compte tenu des descriptions analytiques précédentes, un certain nombre de paramètres doivent être optimisés afin d'obtenir un matériau semi-conducteur de qualité pour des applications de photocommutation à 1,55 μm . Essentiellement, il est nécessaire que le matériau présente :

- une bonne absorption à la longueur d'onde du laser d'excitation (1,55 μm)
- une bonne mobilité des porteurs de charge
- une résistivité à l'obscurité élevée et surtout un bon contraste des courants on/off
- une durée de vie des porteurs inférieure ou de l'ordre de la picoseconde
- un champ de claquage élevé

➤ Absorption optique

De manière évidente, plus on crée de porteurs de charges au sein du matériau de l'antenne émettrice, plus la puissance d'émission sera élevée. De même, plus on crée de charges sur le matériau de l'antenne réceptrice, plus la détection sera sensible. Il est donc indispensable que le matériau utilisé pour la fabrication d'antennes photoconductrices présente une bonne absorption optique à la longueur d'onde du laser. Cette condition impose une première contrainte, car la couche semi-conductrice doit être également accordée en maille avec le substrat utilisé. C'est pourquoi les matériaux $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ sur substrat InP constituent la filière de base utilisée pour la photocommutation à 1,55 μm . En effet, ce type de matériau avec de telles proportions stoechiométriques est à la fois absorbant à 1,55 μm (il présente un gap énergétique de 0,74 eV) et accordé en maille sur les substrats InP. On reviendra en détails dans la partie 2 sur les raisons qui ont motivé le choix de cette filière. Remarquons que ce type de problème ne se pose pas pour la photocommutation à 800 nm car le matériau actif à 800 nm est à base de GaAs et qu'il existe justement des substrats en GaAs.

➤ Mobilité des porteurs

La mobilité des porteurs caractérise leur faculté à être mis en mouvement au sein du semi-conducteur sous l'effet d'un champ électrique. Pour le fonctionnement des antennes photoconductrices, la mobilité constitue une propriété importante car les porteurs sont mis en mouvement par un champ électrique statique en émission et par le champ THz en détection. Les équations montrent d'ailleurs que l'amplitude du champ THz émis est proportionnelle à la mobilité des porteurs et que la sensibilité des antennes détectrices l'est également.

➤ Résistivité

La qualité d'une antenne photoconductrice, qu'elle soit émettrice ou réceptrice, est également déterminée par sa qualité de commutation optoélectronique. En ce sens la résistivité du matériau constitue un paramètre essentiel. En effet, en émission, le transitoire de courant créé par les impulsions laser se superpose au courant continu imposé par la tension statique appliqué aux électrodes hors régime d'éclairement. C'est donc le contraste entre la résistance

du photoswitch à l'obscurité et sa résistance à l'éclairement qui détermine la qualité de l'émission de l'impulsion THz, car il est intéressant d'avoir un courant à l'éclairement élevé et un courant d'obscurité très faible. Mais c'est en détection que le paramètre résistivité est le plus important. En effet, il est souhaitable qu'en l'absence d'éclairement, l'espace inter-électrodes présente une résistance élevée afin qu'aucun courant ne parcourt les lignes de transmission. En revanche, à l'éclairement, cette résistance doit être faible afin de détecter le champ THz lors de la création du courant de détection. C'est encore une fois le contraste des résistances à l'obscurité et à l'éclairement qui va influencer de manière importante sur le rapport signal sur bruit de la détection.

➤ **Durée de vie des porteurs**

Pour les applications THz, l'un des critères les plus importants est la durée de vie des porteurs de charge. En émission, le temps de vie des porteurs de charge n'est pas primordial puisque le champ THz créé est proportionnel à l'accélération du moment dipolaire. Ainsi, le temps de création des porteurs de charge qui est directement déterminé par la durée de l'impulsion optique, permet de produire des fréquences THz élevées quel que soit le temps de vie des porteurs. Toutefois, en émission, il a été observé que la durée de vie des porteurs avait une influence sur l'amplitude du champ aux basses fréquences [34]. La Figure 13, représentant les spectres d'émission THz pour différents temps de vie des porteurs, montre que plus la durée de vie des porteurs est courte, plus les composantes basses fréquences du signal d'émission sont faibles. La bande passante diminue donc lorsque le temps de vie des porteurs est très court.

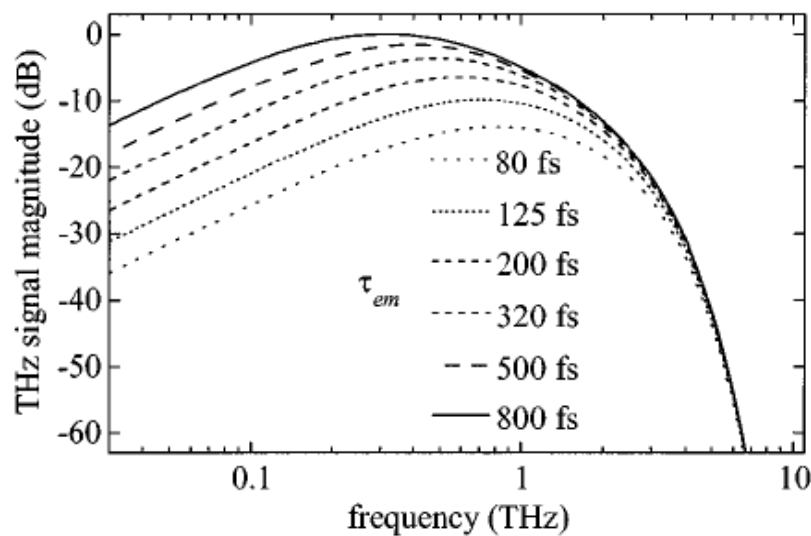


Figure 13 : Influence de la durée de vie des porteurs sur le spectre des impulsions THz – Figure extraite de la référence [34]

Le temps de vie des porteurs constitue un paramètre d'importance en détection, car il influe sur le rapport signal sur bruit. Comme il a été dit précédemment, le temps de vie des porteurs définit la fenêtre temporelle d'échantillonnage des mesures. Plus le temps d'échantillonnage est court, meilleur est le rapport signal sur bruit. Les durées de vie des porteurs doivent donc être courtes pour une bonne bande passante des antennes réceptrices et pour détecter du THz, il est souhaitable qu'elles soient inférieures à la picoseconde.

En émission comme en détection, il est nécessaire que le temps de vie des porteurs soit aussi court que possible en raison du caractère impulsionnel des excitations. En effet, après une

excitation, le système doit retrouver son état d'équilibre avant la prochaine excitation. Le temps de vie des porteurs doit donc être plus court que le temps de répétition des impulsions optiques. De plus, la durée de vie des porteurs influence également le niveau de bruit. Un temps de vie court induira un plus faible niveau de bruit pour les antennes.

➤ **Champ de claquage**

Pour les antennes émettrices, une tension de l'ordre de quelques Volts est appliquée entre les électrodes, qui sont séparées d'une distance courte de quelques dizaines de μm (quelques μm pour des antennes réceptrices). Cela représente donc généralement de forts champs électriques appliqués aux matériaux semi-conducteurs (10 V appliqués sur une distance inter-électrodes de 10 μm représente un champ électrique de 10 kV/cm). C'est pourquoi, il est nécessaire que les matériaux présentent des champs de claquage élevés (de l'ordre du champ de claquage de l'air : 36 kV/cm).

➤ **Interdépendance des paramètres**

D'après le modèle de Drude qui permet de décrire de manière relativement réaliste le comportement électrique des semi-conducteurs, la résistivité ρ du matériau, la mobilité μ et la concentration n des porteurs libres sont liées par l'équation suivante qui découle de la loi d'Ohm locale :

$$\rho\mu n = \frac{1}{q_e} \quad (\text{Equation 1. 19})$$

Où q_e est la charge élémentaire des porteurs. Cela signifie que pour obtenir un matériau de qualité pour la photocommutation ultrarapide appliquée à l'émission et à la détection THz, un compromis doit être trouvé entre la résistivité et la mobilité. La concentration des porteurs libres constitue également un paramètre de grande importance, surtout en détection car une concentration de porteurs libres hors régime d'éclairement élevée tend à faire diminuer le rapport signal sur bruit, puisque les porteurs libres génèrent un bruit de fond lié au courant d'obscurité lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique.

De même, la réduction de la durée de vie des porteurs pour un matériau semi-conducteur s'accompagne de l'altération des autres paramètres comme la mobilité, la résistivité ou encore le champ de claquage. Généralement, pour obtenir des temps de relaxation courts, des défauts sont introduits dans le matériau. On conçoit donc que la mobilité des charges et la résistivité soient également modifiées. L'obtention d'un bon matériau pour les applications THz visées réside donc dans un **compromis équilibré entre la durée de vie des porteurs, leur mobilité et la résistivité du matériau.**

Afin de dégager les objectifs quantitatifs des propriétés des matériaux excités à 1,55 μm , il est utile de présenter les caractéristiques des matériaux excités à 800 nm dont le comportement est opérationnel et efficace pour la génération et la détection de signaux THz, et dont la fabrication est actuellement bien maîtrisée.

➤ **Paramètres des matériaux GaAs excités à 800 nm**

L'arséniure de Gallium épitaxié à basse température (GaAs-BT), par la technique de l'épitaxie par jets moléculaires (EJM), constitue un matériau de référence pour des applications de

photoconduction à 800 nm. C'est en 1988 que Smith et al. [39] découvrent qu'une faible température de croissance (200°C) induisait, après un recuit, une modification des propriétés optiques et électriques sur les couches épitaxiées. Initialement, de telles études étaient menées afin de rendre le matériau semi-isolant pour isoler électriquement des transistors de type MESFET. Les résistivités très élevées obtenues sur ce type de matériau ont vite trouvé de l'intérêt pour les applications de photoconduction. La température de croissance généralement comprise entre 160°C et 300°C et la température de recuit (entre 400°C et 800°C) ont une grande influence sur les propriétés des couches semi-conductrices. La croissance EJM à basse température du GaAs est effectuée avec une surpression d'arsenic. Cet excès d'arsenic provoque la création d'une forte concentration de défauts structuraux ponctuels. Des atomes d'arsenic se placent en site substitutionnel (As_{Ga}) ou en site interstitiel (As_i) et on a également des lacunes de Gallium (V_{Ga}). Ces défauts forment des centres de recombinaison de type Shockley-Read-Hall, ce qui se traduit par la formation d'un niveau d'énergie de type EL2 vers le milieu de la bande interdite. La présence de ces centres de recombinaison a pour effet de réduire fortement la durée de vie des électrons de la bande de conduction. Des temps de vie des porteurs aussi courts que 90 fs ont pu être obtenus sur du GaAs-BT [40].

L'opération de recuit va favoriser la formation de précipités d'arsenic sous la forme d'agrégats, augmentant ainsi la résistivité du matériau. Typiquement des résistivités de l'ordre de 10^6 à $10^8 \Omega.cm$ sont obtenues [41], [43]. Bien que ce recuit tende à augmenter la durée de vie des électrons, les temps caractéristiques obtenus après recuit restent subpicosecondes [43]. Enfin, la mobilité des photoélectrons reste bonne (de l'ordre de la centaine de $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$) malgré la grande quantité de défauts [41] et des champs de claquage satisfaisants peuvent être atteints ($3.10^5 V/cm$ [44]). L'ensemble de ces propriétés (temps de vie ultracourt, résistivité élevée, bonne mobilité et champ de claquage élevé) fait du GaAs-BT un matériau pratiquement idéal pour photocommutateurs ultrarapides.

Cependant la technique de la croissance à basse température ne constitue pas l'unique solution pour obtenir un matériau ayant des propriétés requises pour la photocommutation. Ainsi, l'incorporation d'ilots quantiques ErAs, l'implantation et l'irradiation ioniques ou encore des dopages ont été utilisés pour donner au matériau des propriétés intéressantes pour l'optoélectronique ultrarapide. Ces matériaux ont généralement donné des résultats probants pour l'émission et la détection de signaux THz [45], [46]. Sur le Tableau 3 est reporté un état de l'art non exhaustif des propriétés de matériaux GaAs utilisés pour la photocommutation THz à 800 nm.

Matériau	Temps de vie des porteurs (ps)	Résistivité ($\Omega.cm$)	Mobilité Hall ($cm^2.V^{-1}.s^{-1}$)	Référence
GaAs-BT	0,3	de 10^6 à 10^8	150	[47]
	0,1		400-1100	[48]
	0,28-0,66		2250-3000	[49]
	0,24		/	[34]
	0,3		1650	[50]
GaAs implanté As^+	0,4-5		1000-2000	[51]

Tableau 3 : Propriétés de matériaux à base de GaAs utilisés pour la photocommutation à 800 nm

➤ **Propriétés du matériau In_{0,53}Ga_{0,47}As intrinsèque**

Pour réaliser des matériaux photoconducteurs efficaces pour des applications THz à une longueur d'onde d'excitation de 1,55 μm , la nécessité de l'absorption optique implique l'utilisation de la filière In_{0,53}Ga_{0,47}As sur substrat InP. Les propriétés de ce matériau à l'état intrinsèque sont récapitulées dans le Tableau 4.

Indice optique (à 1,55 μm)	Longueur d'onde d'absorption	Coefficient d'absorption à 1,55 μm	Résistivité	Mobilité	Concentration de porteurs libres	Durée de vie des porteurs
3,43	1,68 μm (soit 0,74 eV) [mesure]	$\sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$ [mesure]	$\sim 0,1 \Omega.\text{cm}$ [mesure], [52]	$\sim 10^4 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ [mesure], [52]	$\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ [mesure], [52]	$>1 \text{ ns}$ [mesure], [52]

Tableau 4 : Propriétés génériques de l'alliage ternaire In_{0,53}Ga_{0,47}As intrinsèque

Même s'il présente une bonne absorption à 1,55 μm et une bonne mobilité, le matériau semi-conducteur In_{0,53}Ga_{0,47}As présente des temps de vie supérieurs à la nanoseconde et une résistivité beaucoup trop faible (de l'ordre de 0,1 $\Omega.\text{cm}$) pour pouvoir réaliser des antennes photoconductrices efficaces. La qualité de la photocommutation est directement conditionnée par la résistivité d'obscurité du matériau. Les matériaux excités à 800 nm à base de GaAs présentent généralement des résistivités élevées (de 10^6 à $10^8 \Omega.\text{cm}$), à tel point que ce paramètre est rarement mentionné dans les publications. Lorsque l'on veut réaliser un matériau photoconducteur efficace à 1,55 μm , le problème de la résistivité constitue par contre un enjeu majeur. Il est par ailleurs connu que le matériau InGaAs présente une concentration élevée de porteurs libres [52], [65]. Cela est notamment lié au fait que ces matériaux présentent un gap énergétique beaucoup plus faible (0,74 eV contre 1,5 eV). Ils sont donc à la fois beaucoup plus conducteurs à l'obscurité et, en plus, ils sont plus sensibles aux bruits thermique et lumineux ambiant que le GaAs. Un objectif majeur de la thèse consiste donc à **réaliser un matériau présentant à la fois une bonne résistivité, des temps de vie inférieurs ou de l'ordre de la picoseconde et une bonne mobilité.**

Généralement, pour augmenter la résistivité du matériau et réduire de manière significative la durée de vie des porteurs libres, des défauts sont introduits dans le matériau. Dans cette optique, plusieurs possibilités sont offertes, comme la croissance à basse température, le dopage lors de la croissance, l'introduction d'îlots quantique ou encore l'implantation ou l'irradiation ioniques.

II.3.2- Conception et fabrication d'antennes photoconductrices

La qualité d'une antenne photoconductrice dépend également de la nature des antennes métalliques déposées sur le matériau semi-conducteur. Il s'agit généralement d'électrodes métalliques déposées par évaporation à la suite de méthodes classiques de photolithographie, dont la technologie est actuellement bien maîtrisée. Ce sont essentiellement la structure géométrique des antennes et la nature du contact métal/semi-conducteur qui vont influencer sur l'efficacité de l'antenne photoconductrice.

➤ Géométrie des antennes

Les dimensions des antennes, la distance inter-électrodes ainsi que la forme des structures métalliques constituent les paramètres géométriques essentiels agissant sur le comportement des antennes, aussi bien en émission qu'en réception [53].

En émission, la géométrie d'une antenne de base repose sur deux lignes métalliques coplanaires (ou stripline) séparées d'une distance inter-électrodes fixe notée g (pour gap spatial). Ce type d'antenne est illustré sur le schéma de la Figure 14 (a). Les lignes métalliques sont larges de l'ordre de la dizaine de μm et longues de l'ordre du mm. Une longueur L relativement grande est souvent choisie afin d'éviter qu'un rebond rapide de l'impulsion électrique se propageant sur les lignes, ait lieu, ce qui pourrait perturber le signal d'émission principal. Ces lignes sont bien sûr élargies à leurs extrémités afin de rendre possible la connexion électrique par des bondings. L'antenne stripline constitue la forme de base pour l'émission THz et a fait ses preuves. Son inconvénient réside dans le fait que le courant d'obscurité est appliqué sur toute la largeur de la zone inter-électrodes. Alors, un autre type d'antenne est possible, il s'agit quasiment de la même forme mais cette fois, au milieu des lignes coplanaires, un resserrement géométrique est fabriqué (Figure 14 (b)). Ainsi, le courant d'obscurité passe essentiellement au niveau de cette zone inter-électrodes appelée dipôle. Ce type d'antenne est d'ailleurs appelé antenne dipôle. La zone inter-électrodes est resserrée et constitue donc une zone localisée pour l'éclairement par le laser d'excitation. Le champ électrique appliqué est ainsi également plus localisé. Ce dernier type d'antenne a également été modifié en plaçant sur la zone de dipôle une forme triangulaire plutôt qu'une forme carrée (Figure 14 (c)). Il s'agit d'antennes de type « bow-tie », il est attendu de cette forme d'antenne de bénéficier de l'effet de pointe du champ électrique afin d'améliorer les performances d'émission [53].

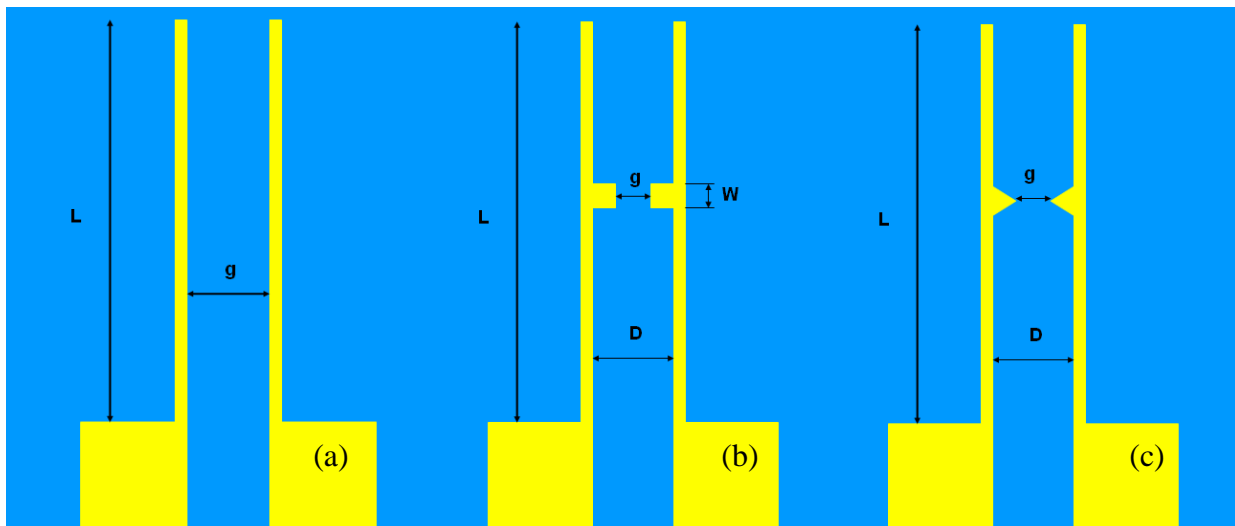


Figure 14 : Structures classiques d'antennes photoconductrices THz (striplined (a), dipole (b), bow-tie (c))

Les dimensions sont établies de façon à optimiser la création de porteurs sur la zone éclairée par le spot laser focalisé. Cette zone, définie par les dimensions g et W , est donc généralement de l'ordre de quelques dizaines de μm , ce qui correspond généralement à la taille du waist des lasers utilisés. Afin que les porteurs puissent être effectivement accélérés par le champ électrique, l'espace inter-électrodes ne doit pas être trop grand [53].

Des formes plus originales ont également été proposées. Parmi elles, on trouve des antennes avec un espace inter-électrodes interdigité [54].

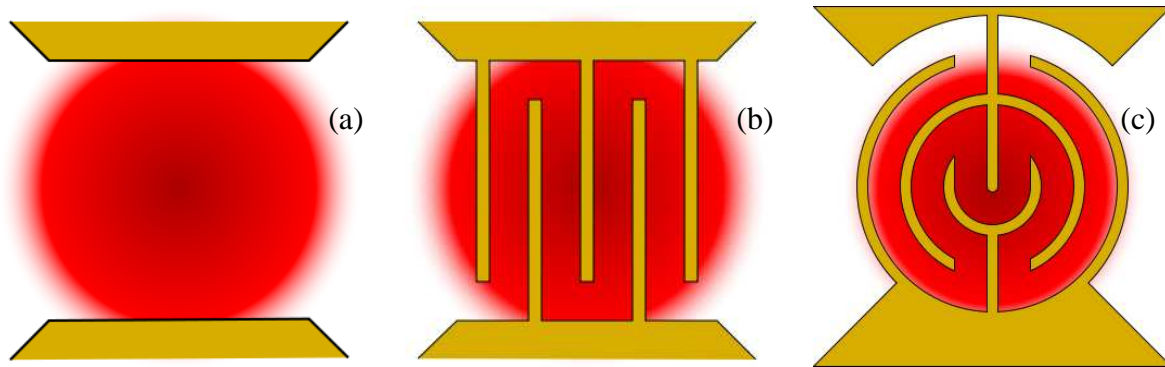


Figure 15 : Structures sophistiquées d'antennes photoconductrices THz (classique (a), interdigitée (b), radiale-interdigitée (c))

Les électrodes interdigitées disposées comme sur la Figure 15 (b) permettent d'appliquer localement des champs électriques de plus grande intensité et de disposer d'une densité volumique de photoporteurs plus élevée. Ainsi, le photocourant est augmenté par rapport à une structure classique de la Figure 15 (a), et donc le champ THz émis est également plus élevé. Sur la structure de la Figure 15 (c), les électrodes interdigitées sont larges de seulement $0,3 \mu\text{m}$ et disposées de façon adaptée à la tâche gaussienne du spot laser. Cette structure permet de mettre en mouvement une densité encore plus élevée de porteurs de charges. La structure la plus performante est cette dernière structure radiale interdigitée. Elle permet en effet une augmentation du photocourant et donc de l'émission THz [54]. Toutefois, pour les structures interdigitées, il est nécessaire de n'utiliser qu'un espace interdigité sur deux afin d'éviter que le champ global résultant soit nul par le principe de superposition des champs.

En réception, les structures les plus largement répandues sont de type dipôle (Figure 14 (b)) avec un resserrement géométrique au niveau du dipôle. La zone inter-électrodes est en effet raccourcie (de l'ordre de quelques μm) par rapport à une antenne émettrice, afin d'obtenir une bonne sensibilité. En effet, en réception, c'est le champ THz qui va venir créer un courant de détection en accélérant les porteurs. Plus la distance interélectrodes est courte, plus le courant de détection sera élevé car la tension transitoire entre les électrodes, provoquée par le champ THz sera plus intense. Une bonne sensibilité est donc obtenue en prenant une distance interélectrodes courte. C'est pourquoi, pour les antennes de réception, les structures interdigitées des figures 15 (b) (planaires) et 15 (c) (radiales) sont de plus en plus souvent adoptées.

➤ Contact métal/semi-conducteur

Pour les antennes photoconductrices THz, la nature de l'interface entre les métallisations et le matériau semi-conducteur constitue un critère important pour la qualité de l'émission et de la réception [28]. Il existe essentiellement deux types de contact : le contact ohmique et le contact Schottky. Pour un contact ohmique, le courant traversant l'interface est proportionnel

à la tension appliquée, tandis que pour un contact Schottky, il n'y a proportionnalité entre le courant et la tension qu'au-delà d'un certain seuil de tension. Ce dernier contact présente donc un effet de seuil de type diode. Alors, les électrons doivent acquérir suffisamment d'énergie pour franchir l'interface et ce seuil est appelé barrière Schottky. Pour un contact ohmique, les électrons peuvent passer l'interface quelle que soit leur énergie.

En émission, un contact Schottky est moins pénalisant qu'un contact ohmique car l'antenne est directement polarisée par un fort champ électrique. Ainsi, le seuil est largement dépassé et l'émission THz induite par le transitoire de courant est possible. De plus, le contact Schottky permet d'augmenter légèrement la résistance à l'obscurité.

En réception, un contact Schottky peut s'avérer rédhibitoire car les photoporteurs sont accélérés par le champ électrique THz qui peut être faible. Cette faible valeur de champ peut ne pas être suffisante pour transmettre l'énergie requise aux charges pour dépasser la barrière Schottky. Un contact ohmique est donc fortement souhaitable en réception.

Parmi les objectifs de ce travail de thèse, **l'optimisation de la structure géométrique des antennes et de la fabrication des contacts constitue un enjeu important**. Cependant, compte tenu des résistivités généralement faibles sur les matériaux à 1,55 μm , les contacts aux interfaces métal/semi-conducteur sont souvent de nature ohmique.

III - Etat de l'art des antennes photoconductrices fonctionnant à 1,55 μm

Les matériaux semi-conducteurs absorbant à 1,55 μm ne présentent pas à l'état intrinsèque les propriétés requises pour générer et détecter des impulsions THz de manière efficace et fonctionnelle au moyen d'antennes photoconductrices. Un certain nombre de laboratoires a étudié des pistes pour rendre ces matériaux plus performants. Dans cette partie, un tour d'horizon complet des pistes explorées par ces chercheurs est proposé.

III.1- Les dispositifs sur matériaux $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ massifs

➤ La croissance à basse température ($\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$: Be -BT)

Afin d'introduire des défauts dans le matériau et compte tenu des résultats qui ont été obtenus sur les matériaux à base de GaAs, il a été proposé de faire croître des couches $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ à basse température. La croissance à basse température avec un excès d'Arsenic a pour effet d'introduire des lacunes en éléments III, et des atomes d'Arsenic qui se logent en sites interstitiels et substitutionnels. La présence de ces défauts induit la formation d'un niveau de donneurs dans la bande interdite. Ces niveaux agissent comme des pièges pour les porteurs, réduisant ainsi significativement leur durée de vie. Mais ce type de matériau présente généralement de fortes concentrations de porteurs résiduels et de faibles résistivités [76]. L'hypothèse souvent avancée est que cela est notamment lié à un niveau de donneurs trop proche de la bande de conduction. Afin de pallier à ce problème, un dopage au Béryllium est généralement effectué à des concentrations de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} . Ce dopage est suivi d'un recuit afin de compenser le niveau de donneurs créé par les antisites et de limiter la formation de précipités d'Arsenic. Dépendant des conditions de croissance, de la concentration de dopage et de la température et la durée du recuit, des durées de vie subpicosecondes ont été reportées (0,35 ps [55]), ainsi que des résistivités de l'ordre de la centaine de $\Omega \cdot \text{cm}$ [57]. Le recuit a beaucoup d'influence sur les temps de vie mesurés et la résistivité, mais malgré la grande quantité de défauts, les matériaux conservent généralement des mobilités convenables et peu fluctuantes suivant l'opération effectuée (de l'ordre de la centaine de $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) [57]. Des antennes photoconductrices ont été déposées sur ce type de matériau et la génération et la détection d'impulsions THz a été vérifiée expérimentalement avec notamment des spectres de bande passante dépassant les 3 THz pour des amplitudes de 55 dB [57].

➤ Le dopage d'ions Fer ($\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$: Fe)

Le dopage aux ions Fer est utilisé pour compenser la forte concentration de porteurs libres que présente le matériau intrinsèque. L'augmentation de la résistivité et la réduction du temps de vie des porteurs sont ainsi obtenues par la formation d'un niveau profond d'accepteurs induite pendant la croissance du matériau. La possibilité de contrôler, pendant la croissance épitaxiale des couches, l'incorporation en ions Fer constitue un avantage important de cette technique par rapport à l'implantation d'ions Fer. De plus, les matériaux obtenus présentent une bonne homogénéité des défauts sur toute l'épaisseur de la couche active. Dépendant essentiellement de la concentration de dopage, des résistivités pouvant atteindre $2200 \Omega \cdot \text{cm}$ ont été reportées [60]. Il a été observé que des taux de dopage trop importants pouvaient conduire à une surcompensation de la concentration de porteurs libres. Le remède serait alors équivalent au mal puisqu'une faible résistivité serait ainsi obtenue [60], mais cela confirme la

flexibilité et l'efficacité de la technique. Des temps de vie de 0,3 ps ont été obtenus par cette technique [58]. Les antennes photoconductrices basées sur ce type de matériau ont permis de produire et de détecter des impulsions THz présentant des bandes passantes pouvant dépasser 2 THz [59], [60].

➤ **L'implantation d'ions Fer**

Il est connu que l'introduction d'ions Fer dans un semi-conducteur provoque la création d'un niveau d'accepteurs relativement profond vers le milieu de la bande interdite. C'est l'effet recherché lorsque la technique de l'implantation est employée. L'implantation consistant à bombarder la couche cible avec des ions à haute énergie, elle provoque également un endommagement de la structure cristalline, ce qui induit la formation de défauts structuraux ponctuels de types lacune, interstitiels ou substitutionnels. Il est ainsi souhaité que la présence de défauts induit par les ions Fer, en plus des défauts créés par l'endommagement cristallin, permette d'atteindre des résistivités élevées et des temps de vie courts. Généralement, cela nécessite une opération de recuit suite à l'implantation, afin de réarranger la structure cristalline pour conserver une bonne mobilité des porteurs qui est généralement fortement dégradée suite à l'implantation. Le recuit permet également de rendre actifs les ions introduits et de consolider les niveaux de défauts. La résistivité de ces matériaux est très influencée par la durée et la température de recuit. La mobilité et la durée de vie des porteurs dépendent également des conditions de recuit mais d'une manière toutefois moins critique. La reproductibilité de la technique constitue un de ses importants avantages, en plus de la possibilité de réaliser l'opération après la croissance, aux dernières étapes de la fabrication des dispositifs. Des matériaux pouvant présenter une résistivité de 80 $\Omega\cdot\text{cm}$, une mobilité de 50 à 100 $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ et des temps de vie de porteurs de 0,3 ps ont été reportés pour une implantation à température ambiante [61]. Les matériaux optimaux sont obtenus par une méthode empirique systématique. Des signaux THz impulsions ont été obtenus au moyen d'antennes photoconductrices. Les spectres reportés s'étendent jusqu'à plus de 2 THz [63] et des bandes passantes de 2,5 THz ont même été obtenues avec des antennes détectrices à base de ce matériau [64]. Pour une implantation à froid (77 K), de meilleures résistivités sont obtenues (400 $\Omega\cdot\text{cm}$) [65]. L'implantation à froid permettrait en effet de créer des défauts plus profonds qu'une implantation à l'ambiante, puisqu'elle ferait en partie obstacle à un recuit in-situ lié à l'échauffement du matériau par les collisions atomiques et électroniques lors du procédé d'implantation.

➤ **L'irradiation d'ions lourds**

L'irradiation consiste à bombarder la couche active avec des ions lourds de façon à endommager sa structure cristalline. Ainsi, des défauts structuraux sont créés, les atomes d'Arsenic pouvant se loger en sites interstitiels ou substitutionnels, forment un niveau de donneurs. Les pièges ainsi obtenus permettent de réduire la durée de vie des porteurs. Contrairement à l'implantation, les ions bombardés traversent la couche active et n'y sont donc pas incorporés. Les études reportées concernant l'irradiation avec des ions Br^+ et Au^+ ont montré que des temps de vie très courts ont pu être atteints (0,2 ps [67] et 0,9 ps [71]), mais les défauts ne sont pas assez profonds pour obtenir des résistivités élevées (3 $\Omega\cdot\text{cm}$ [67] et 0,63 $\Omega\cdot\text{cm}$ [71]). Toutefois, malgré la grande quantité de défauts introduits, les mobilités obtenues restent satisfaisantes (quelques centaines de $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$). L'émission de signaux THz a été démontrée expérimentalement avec des bandes passantes atteignant 3-4 THz [67]-[72].

➤ **L'introduction d'îlots quantiques ErAs (ErAs : In_{0,53}Ga_{0,47}As : Be)**

Une technique a été utilisée à partir de matériaux In_{0,53}Ga_{0,47}As massifs. Elle consiste à introduire des îlots quantiques à base de nanoparticules de ErAs. Ces particules jouent alors le rôle de pièges par effet Tunnel en formant des puits quantiques. Une résistivité de 13,1 Ω.cm avec une mobilité de 384 cm².V⁻¹.s⁻¹ et des temps de vie de porteurs allant de 0,4 à 0,6 ps ont été obtenus sur des matériaux massifs [73]. Sur ces matériaux, une émission THz à partir d'antennes photoconductrices a été vérifiée expérimentalement avec une détection intensimétrique à cellule de Golay. Mais la technique de l'introduction d'îlots quantiques a été approfondie et intégrée sur des matériaux à superstructure. Il s'agit de couches périodiques de quelques nm d'épaisseur répétées plusieurs fois pour une même couche active. Par exemple, une couche de quelques nm de In_{0,53}Ga_{0,47}As est crue puis une couche un peu plus fine contenant des îlots quantiques ErAs est crue par dessus et ainsi de suite de manière périodique de façon à obtenir une couche hétérogène appelée superstructure à multiples puits quantiques. Par cette technique des couches présentant une résistivité de 343 Ω.cm ont été obtenues [75]. Quant à la mobilité et au temps de vie des porteurs, des valeurs de 202 cm².V⁻¹.s⁻¹ et 0,3 ps respectivement, peuvent être atteintes [74].

III.2- Les dispositifs sur matériaux à multicouches

Les matériaux à multi-couches (ou superstructure) désignent des semi-conducteurs alternativement composés de couches de différents matériaux aux propriétés différentes et dont les alternances de couches successives sont reproduites périodiquement plusieurs fois. Par exemple, un matériau composé alternativement de couches de InGaAs dopées Béryllium de 12 nm d'épaisseur et de couches d'InAlAs de 8 nm a été proposé pour la photocommutation à 1,55 μm [76]. Ces couches sont crues à basse température et reproduites périodiquement une centaine de fois, comme représenté sur la Figure 16. Les couches InGaAs absorbent les photons et forment des porteurs de charge qui bénéficient de la bonne mobilité de l'InGaAs, tandis que les couches de InAlAs jouent le rôle de pièges pour ces porteurs par effet Tunnel. La résistivité du matériau est ainsi augmentée (100-200 Ω.cm), la durée de vie des porteurs est réduite à des valeurs allant de 0,23 à 1,5 ps et de bonnes mobilités sont conservées (500-1500 cm².V⁻¹.s⁻¹) [77]. L'épaisseur des couches périodiques a une grande influence sur l'augmentation de la résistivité du matériau, il est préférable de fabriquer des couches d'une épaisseur de quelques nm afin que l'effet de piégeage par effet Tunnel soit efficace.

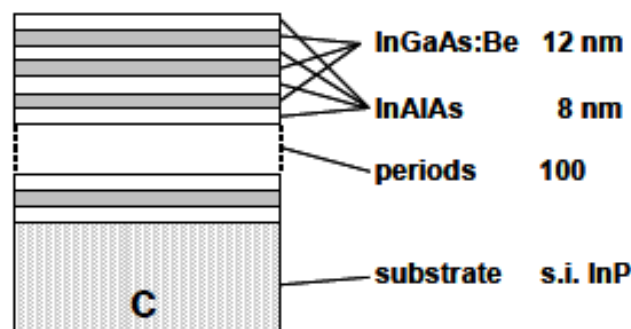


Figure 16 : Structure multi-couches des matériaux à superstructure – Figure extraite de la référence [76]

Sur ce type de matériaux, il a en plus été proposé une structure originale (appelée mesa) pour la fabrication des antennes photoconductrices [78]. En effet, avec des antennes classiques où les contacts sont déposés directement sur les couches, le champ électrique est élevé et efficace à la surface de la couche mais il est plus faible en profondeur, comme représenté sur la Figure 17. Cela est particulièrement pénalisant pour les matériaux à superstructure par rapport aux matériaux massifs, plus homogènes. L'idée qui a été proposée est de faire en sorte que les contacts métalliques soient déposés sur les côtés de la couche active, de façon à pouvoir appliquer un champ uniforme et élevé sur toute l'épaisseur et même en profondeur de la couche (voir Figure 17). Cela a été réalisé par une technique de gravure par faisceau ionique assistée chimiquement. Cette technique présente également l'avantage de créer un gap isolant constitué du substrat InP entre les électrodes dans les régions des lignes métalliques où le dipôle n'est pas resserré géométriquement, et donc en dehors de la zone d'éclairage. Ainsi, le courant à l'obscurité a été réduit d'un facteur 23 et le courant à l'éclairage a été multiplié d'un facteur 5. Pour ce qui est de l'émission THz, un facteur 5 a été gagné en puissance. En réception, il a également été observé un meilleur rapport signal sur bruit en utilisant ce type d'antennes. Enfin, ce type de matériaux émet des impulsions THz dont la largeur spectrale avoisine les 3 THz, et avec les nouvelles structures électriques mesa proposées, cette largeur spectrale peut dépasser les 4 THz avec une amplitude de 60 dB.

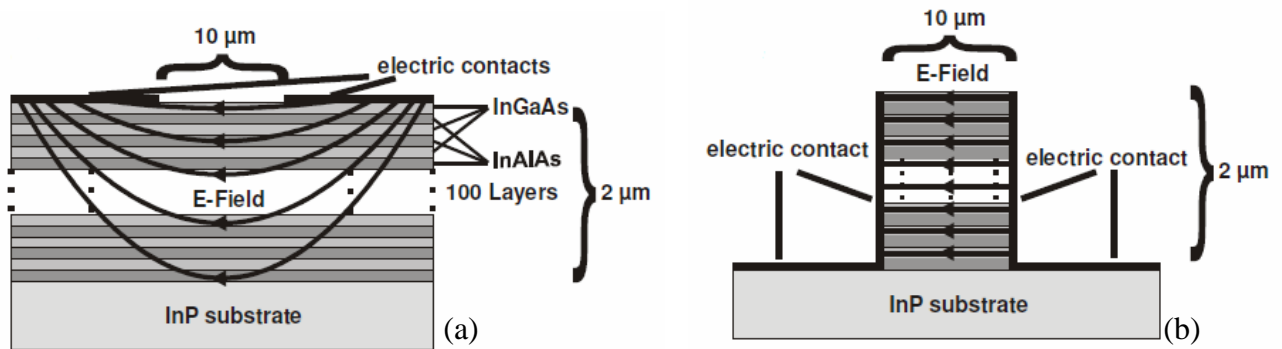


Figure 17 : Schéma différenciant une structure classique d'antenne déposée sur la couche active (a) et une structure obtenue par gravure ionique (mesa) permettant d'établir des contacts sur les côtés de la couche active (b) - Figure extraite de la référence [76]

Des résultats encourageants ont également été obtenus pour des matériaux à superstructures à base de couches périodiques de InGaAs/InGaAsN [79].

III.3- Les dispositifs sur matériaux quaternaires InGaAsP

Récemment, il a été proposé de fabriquer des antennes photoconductrices excitées à 1,55 µm à base de matériaux quaternaires InGaAsP [81]. La croissance de ces quaternaires offre plus de flexibilité que celle des ternaires. En particulier, l'accord de maille sur le substrat InP est obtenu en ajustant la fraction molaire y dans le complexe $(\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As})_y(\text{InP})_{1-y}$. Cela présente l'avantage de pouvoir régler l'énergie de bande interdite et notamment d'obtenir un gap plus élevé que pour l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ (0,79 eV contre 0,74 eV). Ainsi, le matériau reste absorbant à 1,55 µm pour $y=0,9$ ou plus, mais il présente une résistivité intrinsèque environ 2 à 3 fois plus élevée que le ternaire $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. Sur de tels matériaux implantés aux ions Fer à froid (83K) et recuits, les meilleures performances à 1,55 µm ont été obtenues (résistivité de

1200 à 2500 $\Omega.cm$, mobilité de $400 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ et temps de vie des porteurs allant de 0,3 à 3 ps [81]). L'influence du recuit sur les propriétés du matériau est là aussi très importante. Des émissions d'impulsions THz par des antennes photoconductrices en lignes coplanaires ont été mesurées au moyen d'une détection électro-optique. Les spectres obtenus présentent une largeur spectrale dépassant les 2 THz. L'apport de l'implantation à froid comparativement à une implantation à température ambiante, n'est à l'heure actuelle pas bien connu car il n'a pas été proposé dans la littérature de matériau InGaAsP implanté à température ambiante. Toutefois, on peut supposer que comme pour les matériaux ternaires, une implantation à froid peut permettre d'atteindre de meilleures résistivités que pour une implantation à l'ambiante.

III.4- Bilan et conclusion

Les propriétés des divers matériaux que l'on peut trouver dans la littérature mais dont la liste n'est pas exhaustive, sont recensées dans le tableau suivant.

Matériau	Temps de vie des porteurs (ps)	Résistivité ($\Omega.cm$)	Mobilité Hall ($\text{cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$)	Principe de l'émission-détection THz
BT-InGaAs : Be	0,35 [55]	100-700 [57]	100 [57]	PC-PC [57]
MOCVD InGaAs:Fe	0,3 [58]	1000-2200 [59], [60]	/	PC [59]-PC[60]
InGaAs implanté Fe+ (à T ambiante)	0,3 [61]	80 [61]	50-100 [61]	PC [63]-PC [64]
InGaAs implanté Fe+ (à 77 K)	/	400 [65]	/	/
InGaAs irradié Br+	0,2 [67]	3 [67]	490 [67]	PC-EO [67]
InGaAs irradié Au+	0,9 [71]	0,63 [71]	1360 [71]	PC-EO [71]
ErAs/InGaAs:Be	0,3 [74]	343 [75]	202 [74]	PC - Cellule de Golay [73]
BT-InGaAs/InAlAs :Be superstructure	0,23-1,5 [77]	100-200 [77]	500-1500 [77]	PC-PC [76]
InGaAsP:Be	0,8-10 [80]	/	/	/
InGaAsP implanté Fe+ à froid	0,3-3 [81]	1200-2500 [81]	400 [81]	PC- EO [81]

Tableau 5 : Propriétés des principaux matériaux utilisés pour des antennes photoconductrices excitées à $1,55 \mu\text{m}$ (PC = photoconductif, EO = électro-optique)

Il est généralement possible et même courant d'obtenir des matériaux présentant des temps de vie subpicosecondes et de relativement bonnes mobilités. La résistivité constitue par contre une difficulté de poids pour les matériaux à 1,55 μm , du fait du faible gap énergétique que ces matériaux présentent. Des progrès ont récemment été effectués et des résistivités de l'ordre de 1000 $\Omega\cdot\text{cm}$ ont pu être atteintes. Mais cela reste au minimum plus faible de 3 ordres de grandeur que pour les matériaux à base de GaAs. Le paramètre résistivité constitue donc l'enjeu principal lorsque l'on souhaite fabriquer des antennes excitées à 1,55 μm .

Remarquons enfin qu'il a également été proposé de réaliser des antennes excitées à 1,55 μm à base de GaAs, en exploitant le phénomène d'absorption à 2 photons [82], [83]. Il est ainsi envisagé de tirer profit des fortes résistivités et des propriétés physiques adéquates que présentent les matériaux à base de GaAs. Toutefois, comme il s'agit d'un phénomène non-linéaire d'ordre 2, les rendements de conversion sont généralement très faibles et cela nécessite d'exciter les antennes avec de fortes puissances optiques.

La partie 2 du manuscrit est consacrée à la présentation de la fabrication de différents matériaux réalisés dans le cadre de ce travail de thèse. Trois techniques différentes ont été utilisées et comparées :

- **la croissance de couches $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ à basse température**
- **l'irradiation ionique de couches $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ crues à température standard**
- **l'implantation ionique de couches $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ crues à température standard**

Les caractérisations des propriétés électriques de ces matériaux qui ont été évaluées sont également proposées à la fin du chapitre suivant.

Chapitre 2 Fabrication de matériaux semi-conducteurs adaptés à la photocommutation à 1,55 μm

I - La filière de base : $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$

I.1- Le choix de la filière $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$

Il existe deux familles de semi-conducteurs (SC) que l'on peut différencier par la nature de leur bande interdite (ou gap): les SC à gap direct et les SC à gap indirect. Dans un SC à gap direct (Figure 18 (a)), le maximum de la bande de valence coïncide dans l'espace des vecteurs d'onde k avec le minimum de la bande de conduction. L'absorption d'un photon d'énergie $h\nu$ égale à l'énergie E_g de la bande interdite, génère un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence de même vecteur d'onde et ne nécessitera pas l'émission d'un phonon. Au contraire, pour un SC à gap indirect (Figure 18 (b)) pour lesquels ces extremas ne coïncident pas, l'absorption du photon va nécessiter l'émission d'un phonon pour respecter le principe de la conservation de la quantité de mouvement. De l'implication ou non d'un phonon, l'absorption (ou l'émission) d'un photon sera donc, respectivement, moins efficace (cas des SC à gap indirect) ou plus efficace (cas des SC à gap direct).

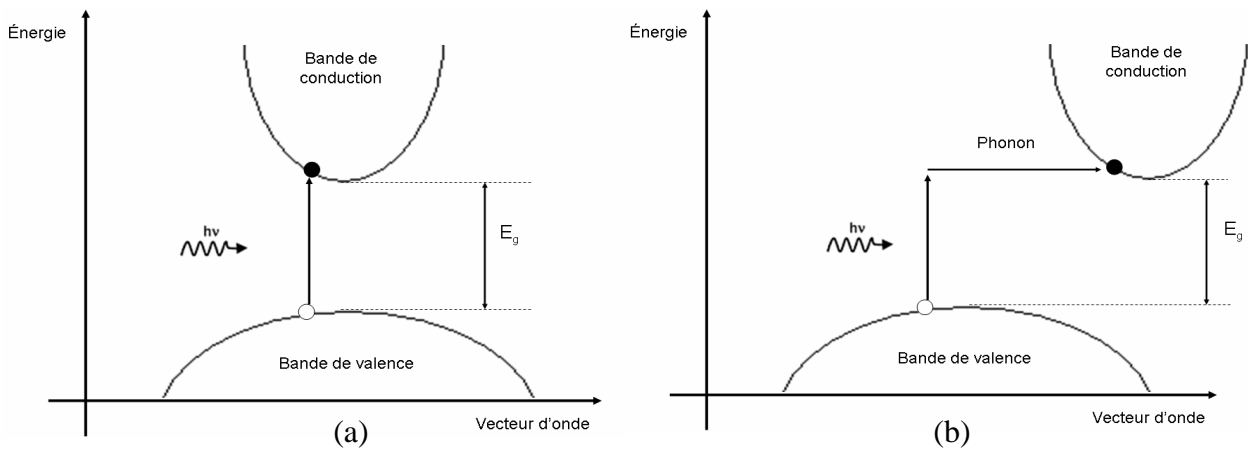


Figure 18 : Absorption d'un photon dans les matériaux à gap direct (a) et à gap indirect (b)

L'absorption étant beaucoup plus efficace dans les SC à gap direct, le choix du SC se tourne vers ces derniers pour la photocommutation. Parmi ces SC à gap direct, on trouve les SC composés III-V ou II-VI. Pour notre cas, on se tourne plus généralement vers les SC composés III-V.

Les SC composés III-V présentent une structure cristallographique cubique de type zinc blende ZnS (Figure 19). Il s'agit d'un réseau constitué de deux sous-réseaux cubiques faces centrées interpénétrés et décalés d'un vecteur $(1/4a, 1/4a, 1/4a)$ où a est le côté de la maille élémentaire du réseau. Les éléments III et V sont donc en proportion stoechiométrique égale. Du fait de la différence d'électronégativité entre les éléments III et V, les liaisons chimiques sont de nature fortement covalentes.

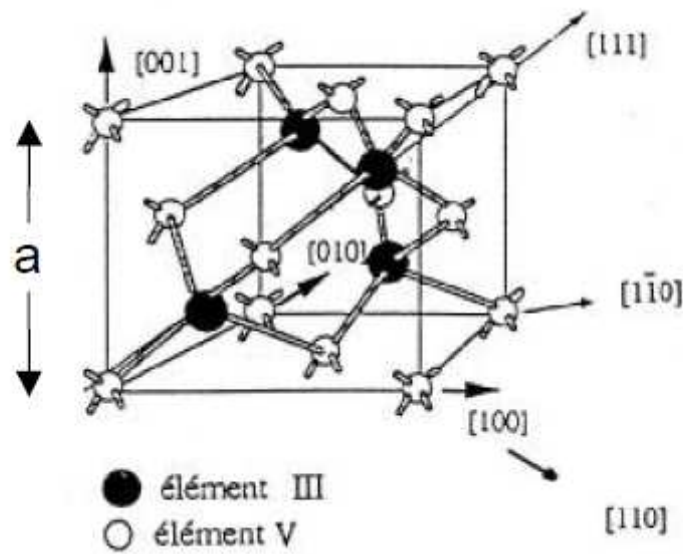


Figure 19 : Maille élémentaire des semi-conducteurs III-V

En plus de la nécessité de l'absorption à la longueur d'onde désirée, la couche semi-conductrice doit être en accord de maille avec le substrat sur lequel elle va être épitaxiée. Les substrats III-V les plus communs sont les substrats de GaAs et d'InP. Il en a découlé des « filières » de SC composés III-V qui pouvaient s'épitaxier sur ces substrats. Sur la Figure 20 sont placés les différents SC III-V (et différentes familles de SC III-V) en fonction de leur paramètre de maille et de leur gap E_g .

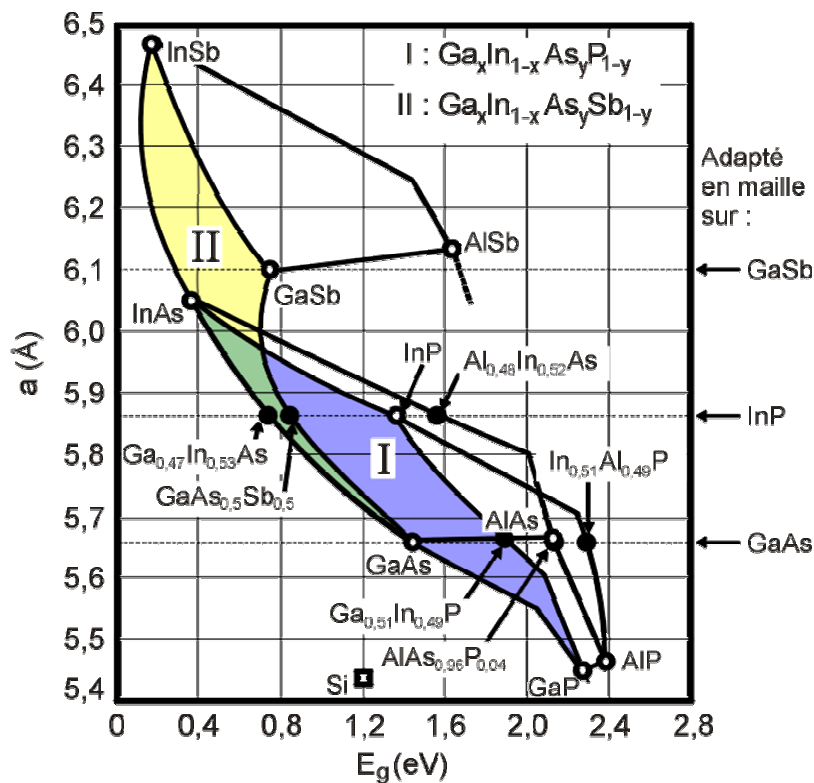


Figure 20 : Evolution du paramètre de maille et de l'énergie de bande interdite pour les SC composés III-V.

Pour des applications de photocommutation à une longueur d'onde de 1,55 μm , correspondant à une énergie de 0,8 eV, les SC III-V binaires tels que le GaAs (absorbant à 800 nm, soit 1,5 eV) ou l'InAs (absorbant à 3 μm soit 0,4 eV) ne sont pas adaptés. Par contre, une filière s'est dégagée sur substrat d'InP avec la possibilité d'épitaxier un alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en accord de maille avec InP pour une composition en indium de 53% et dont le gap serait voisin de 0,8 eV (voir sur la Figure 20).

Le gap optique de cet alliage III-V augmente de façon monotone avec la concentration x en Indium selon la relation suivante :

$$E_{\text{gap}}(x) = 0,436x^2 - 1,501x + 1,424$$

Le paramètre de maille a_{InGaAs} de l'alliage évolue en fonction de la concentration en Indium suivant la loi de Végard :

$$a_{\text{InGaAs}} = xa_{\text{InAs}} + (1-x)a_{\text{GaAs}}$$

Une filière SC III-V de base, répondant à l'exigence d'une bonne absorption optique pour la photocommutation à 1,55 μm , s'est donc naturellement développée en utilisant des couches d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ épitaxiées sur des substrats InP.

I.2-L'épitaxie par jets moléculaires d'alliages ternaires III-V

Les couches semi-conductrices répondant aux besoins du projet de thèse ont été fabriquées à l'INL-Site ECL-Ecully, par la technique de l'épitaxie par jets moléculaires (EJM). Les croissances épitaxiales ont été réalisées sur un réacteur EJM de type Riber Compact 21 (Figure 21), avec l'aide précieuse de Philippe Regreny.

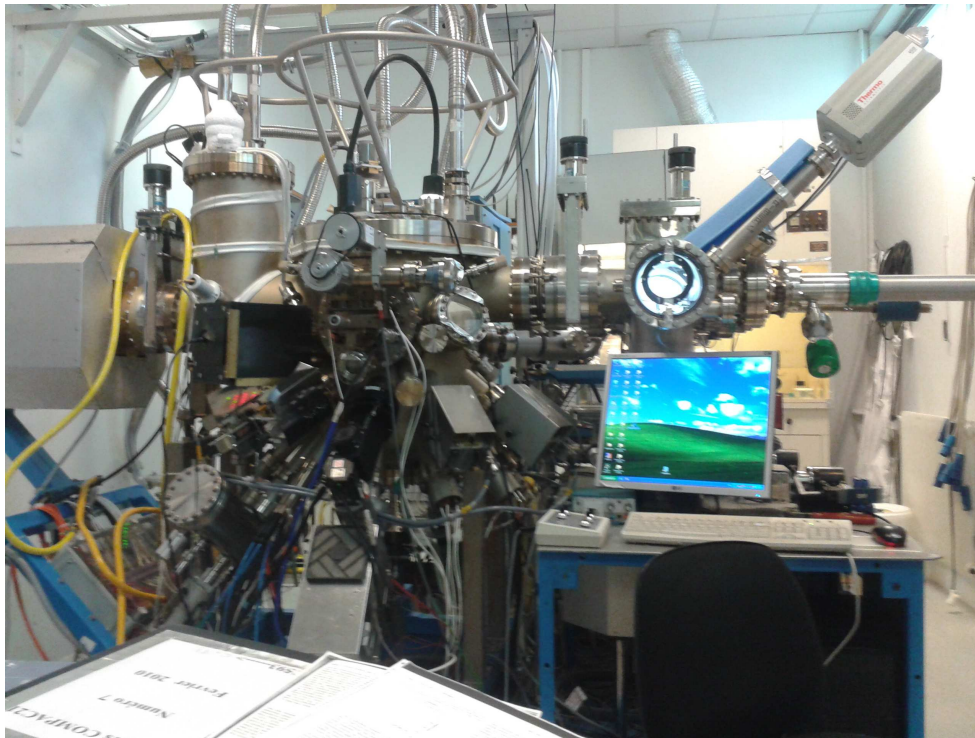


Figure 21 : Réacteur Riber Compact21 de l'INL-Ecully

L'építaxie par jets moléculaires est une technique de croissance de couches minces monocristallines. Le schéma de principe d'un réacteur EJM est montré sur la Figure 22.

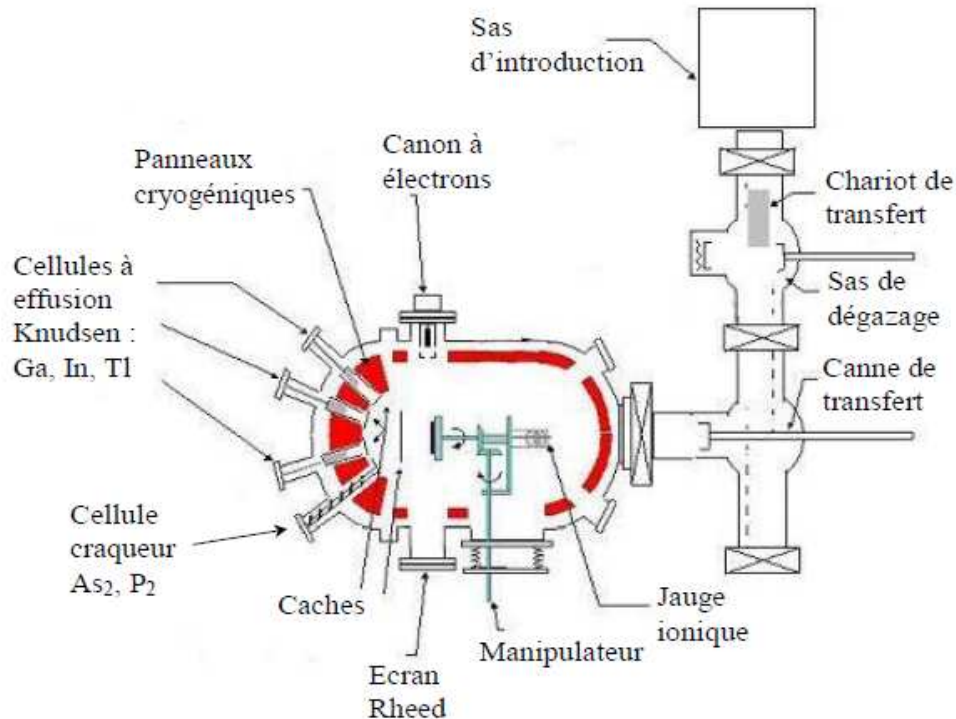


Figure 22 : Schéma de principe d'un réacteur pour l'építaxie par jets moléculaires

Sur le four du « manipulateur », un substrat monocristallin est porté à la température de croissance T_c déterminée. Des flux moléculaires d'atomes (In, Ga) ou de molécules (As_2) sont créés à partir de cellules d'effusion chauffées et ces atomes et molécules réagissent à la surface du substrat, pour faire croître une couche monocristalline, accordée ou désaccordée en maille avec le substrat selon le but visé. Pour fabriquer des SC composés III-V, il faut selon la règle dite des 3 températures, que la température du substrat soit supérieure à la température de la cellule d'éléments V (T_V) et inférieure à la cellule d'éléments III (T_{III}) :

$$T_V < T_C < T_{III}$$

Pour fabriquer des couches de SC composés III-V, la température de croissance est typiquement de 500-600°C. Pour le cas du GaAs par exemple, la source de Gallium est portée à environ 900°C et celle d'Arsenic de 250°C à 390°C selon le type de cellule. Pour que les éléments III et les éléments V s'incorporent à la stœchiométrie du cristal III-V, il est préférable que la croissance se fasse en excès d'éléments V. Dans ce cas, les atomes de Gallium se condensent à la surface et les atomes d'Arsenic ne s'incorporent qu'en se liant avec les atomes de Gallium. L'excès d'Arsenic est réévaporé. Le flux d'éléments III, géré par la température de sa cellule d'effusion, constitue donc le paramètre qui va déterminer la vitesse de croissance de la couche III-V. Remarquons cependant que le flux d'éléments V est un paramètre d'ajustement à gérer pour la qualité cristalline des couches. La croissance est réalisée sous ultravide (pression de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-11} torr) pour limiter les risques de pollution au regard de la valeur des pressions équivalentes dans les flux qui sont utilisés pour les croissances par EJM (typiquement de 10^{-7} à 10^{-5} torr). La vitesse de croissance est de l'ordre de 1 µm/h, soit environ une monocouche par seconde. Il est possible de contrôler in situ la croissance au moyen de la technique de diffraction d'électrons de haute énergie à

incidence rasante (RHEED). Un canon à électrons émet des électrons à incidence rasante sur la surface du substrat. Le diagramme de diffraction obtenu (capté par une caméra CCD) nous renseigne sur l'état de la surface (caractère lisse ou rugueux du front de croissance) et les éventuelles reconstructions de surface. Pour une surface orientée (001), une reconstruction ($n \times m$) correspond à une maille de surface de période n suivant la direction $[1 -1 0]$ et de période m suivant la direction $[1 1 0]$. Les oscillations RHEED permettent enfin d'avoir une mesure directe de la vitesse de croissance de la couche.

I.3- Croissance EJM et propriétés des couches $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ à température standard

Avant toute croissance, il est nécessaire de désorber la couche d'oxyde qui est formée naturellement ou artificiellement (pour les substrats dits « prêt à l'emploi ») sur le substrat d'InP. Dans ce but, le substrat est placé sur le four et porté à la température de désorption de l'oxyde (typiquement 525°C pour l'oxyde d'InP) sous une pression de Phosphore de l'ordre de 10^{-5} torr. La désorption est contrôlée sur le diagramme de diffraction RHEED en suivant les reconstructions de surface (apparition d'une reconstruction 2×4 lorsque l'oxyde est complètement désorbé). En baissant progressivement la température du substrat, on observe une transition de la reconstruction 2×4 à une reconstruction 2×1 dont on sait (par calibration vis-à-vis de température de fusion d'un morceau d'InSb (525°C sous ultra-vide)), qu'elle se situe à 470°C . Cette mesure nous permet d'avoir un étalonnage in-situ de la température de croissance pour chaque croissance [84]. La température de croissance est par la suite établie. Typiquement, cette température de croissance est dans la gamme $450\text{-}500^\circ\text{C}$ pour l'alliage $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. La température est mesurée de deux manières différentes : par des thermocouples et par un pyromètre, ce qui permet pour les températures standard de croissance d'avoir un bon contrôle en température.

La première étape de croissance consiste à fabriquer une couche de buffer d'InP de 100 nm d'épaisseur à une vitesse de croissance de $0,5 \mu\text{m/h}$. Ce buffer permet d'avoir une surface de croissance plus lisse que celle du substrat pour la croissance de la couche d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. Les conditions de croissance standard des couches d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ sont répertoriées dans le Tableau 6.

Température de croissance	Vitesse de croissance	Rapport V/III
480°C	$1 \mu\text{m/h}$	~ 10

Tableau 6 : Conditions de croissance des couches $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ à température standard

La couche est finalement composée de 100 nm de buffer d'InP et de $1 \mu\text{m}$ de l'alliage ternaire $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$.

Les paramètres de croissance ont chacun un rôle important :

- la **température de croissance** conditionne la mobilité des éléments sur la surface ainsi que leur coefficient de collage. L'effet de la température sur les mécanismes de

croissance doit être contrôlé, et notamment pour les croissances à basse température vers 200°C où ce contrôle se fait avec une méthode empirique.

- la **vitesse de croissance** influe sur la rugosité et les effets de maclage lors de la croissance. Des vitesses inférieures au micron par heure peuvent provoquer la formation de macles. Aucun effet bénéfique n'étant obtenu pour des vitesses supérieures, la vitesse de croissance optimale est donc de 1 $\mu\text{m}/\text{h}$.
- le **rapport de flux V/III**, et notamment la pression d'éléments V sont des paramètres sensibles pour la croissance. Des effets de compression si cette pression est trop élevée ou de relaxation dans le cas contraire peuvent conduire à une croissance polycristalline. Le rapport V/III constitue donc le paramètre essentiel pour la fabrication d'alliages ternaires.

➤ Premières remarques et observations

Les couches d'alliages ternaires $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ fabriquées à température standard présentent, à température ambiante, les propriétés reportées dans le Tableau 4 (chapitre 1 paragraphe II-3.1). Si ce matériau présente une bonne absorption à 1,55 μm et une bonne mobilité, les valeurs de résistivité et de durée de vie des porteurs ne permettent pas de concevoir des applications pour l'optoélectronique et la photocommutation ultra-rapide. Il a été vu au chapitre 1 qu'il existe un certain nombre de techniques pour créer des défauts dans le matériau afin de réduire la durée de vie des porteurs et d'augmenter la résistivité. Notre démarche consiste à employer et comparer trois techniques différentes :

- la croissance de couches $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ à basse température
- l'irradiation ionique de couches $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ crues à température standard
- l'implantation ionique de couches $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ crues à température standard

II - Croissance de l'InGaAs à basse température

Comme il a été vu au chapitre 1, une croissance à basse température du GaAs a pour effet de réduire la durée de vie des porteurs à des temps subpicosecondes et d'augmenter la résistivité du matériau. Pour des applications à une longueur d'onde d'excitation de 1,55 μm , l'idée de faire croître des couches ternaires $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ à basse température pour obtenir des résultats similaires s'est naturellement imposée. La croissance à basse température avoisinant les 200°C avec un excès d'Arsenic a pour effet d'introduire des défauts natifs ponctuels principalement de type antisite. Les atomes d'Arsenic se fixent sur les sites des éléments III. Les atomes d'Arsenic en excès lors de la croissance peuvent également se loger en site interstitiel et même provoquer des lacunes en éléments III. La formation de ces défauts induit sur le matériau global la création d'un niveau donneur dans la bande interdite. Il a été montré que ces défauts conduisent à une réduction significative de la durée de vie des porteurs et une modification des propriétés électriques [47], [56], [57]. Toutefois, sur l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, une baisse de la température de croissance s'accompagne d'une augmentation de la concentration en porteurs libres [76] et d'une diminution de la résistivité. Cela est mis en évidence sur la Figure 23, où l'on pourra notamment remarquer que l'InGaAs cru à température standard présente une concentration de porteurs libres déjà relativement élevée (10^{15} cm^{-3}).

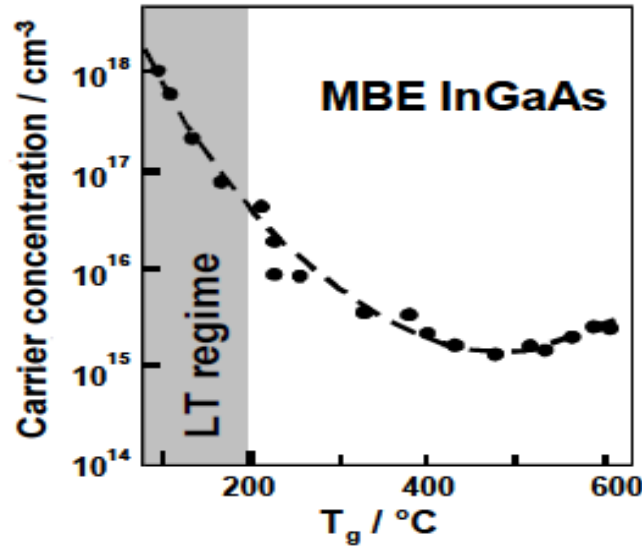


Figure 23 : Concentration de porteurs libres en fonction de la température de croissance EJM de l'InGaAs – Figure extraite de la référence [76]

Dans le cadre du projet de thèse, deux séries de croissance ont été effectuées. Une première série a été réalisée avec différentes températures (basses) de croissance, afin d'évaluer l'influence de ce paramètre et de l'optimiser. Une deuxième série a été réalisée à une température fixe et optimale mais en évaluant cette fois l'influence d'un dopage de Béryllium à différentes concentrations.

II.1- Couches basse température à différentes températures de croissance

Pour les trois couches fabriquées, la croissance a nécessité au préalable la désoxydation de l'InP comme décrit ci-avant, puis la croissance d'un buffer d'InP et enfin la croissance d'une couche de 50 nm d'InGaAs à température standard de croissance (480°C), afin de démarrer la croissance à basse température dans des conditions optimales. Les couches sont donc composées comme suit :

Substrat InP : Fe / 100nm InP buffer / 50nm InGaAs-HT / 1 μm InGaAs-BT

La vitesse de croissance de l'InGaAs-BT est toujours de 1 $\mu\text{m}/\text{h}$. Les conditions de croissance des couches ainsi que leur nomenclature sont reportées dans le Tableau 7.

Echantillon	InGaAs-BT-1.1	InGaAs-BT-1.2	InGaAs-BT-1.3
Température de croissance	160°C	190°C	220°C
Vitesse de croissance	1 $\mu\text{m}/\text{h}$	1 $\mu\text{m}/\text{h}$	1 $\mu\text{m}/\text{h}$
Rapport V/III	4,3	4,3	4,82

Tableau 7 : Paramètres de croissance des couches InGaAs-BT

Pour ces trois croissances la première couche fabriquée à 480°C présente une reconstruction (2x4). Suite à la fabrication de cette couche, les flux d'éléments III et d'éléments V sont coupés et la température du four est descendue à la température de croissance. La reconstruction (2x4) a été conservée lors de la croissance à basse température. Cependant, une zone voilée a été observée sur la couche crue à 160°C, laissant présupposer la formation de macles. Une zone polycristalline se serait alors formée, ce qui a été confirmé par l'observation des surfaces au microscope optique. La zone voilée apparaît alors beaucoup plus rugueuse. Les autres croissances sont de bonne qualité cristalline avec une surface bien lisse observée au microscope optique Nomarsky.

Les caractérisations électriques et optiques de ces premières couches d'essai, qui sont présentées dans la suite de ce manuscrit, ont montré que la température de croissance (dans cette gamme de température 160-220°C) n'avait que peu d'influence sur les propriétés électriques et optiques du matériau. Ainsi, pour une croissance optimale des couches suivantes, la température de croissance a été établie à 200°C et le rapport de flux V/III à 4,3.

II.2- Couches basse température dopées Béryllium

Lors de la croissance à basse température des alliages ternaires avec un excès d'arsenic, des défauts ponctuels se forment et donnent lieu à la création d'un niveau de donneurs. Il peut se former des lacunes en éléments III, des atomes d'Arsenic qui se logent en sites interstitiels ou des antisites d'Arsenic ionisés qui forment des niveaux de pièges pour les porteurs de charge. Pour le cas du GaAs, ce niveau est proche du niveau de Fermi. En effectuant un recuit sur les couches de GaAs, des précipités d'Arsenic se forment constituant des pièges pour les porteurs. C'est ainsi que la résistivité de ce type de matériau, ainsi que le temps de vie des porteurs ont atteint des valeurs très intéressantes pour la photocommutation [85], [87]. Pour le cas de l'InGaAs, la formation des défauts lors de la croissance à basse température permet bien d'obtenir des temps de vie de porteurs subpicosecondes. Cependant, la résistivité de ces matériaux reste très faible, ce que l'on pourra remarquer dans la suite de ce manuscrit. Le fait que la résistivité n'augmente pas de manière significative, comme dans le cas du GaAs, peut s'expliquer de la manière suivante. Le niveau de donneurs créé par les défauts reste assez proche de la bande de conduction et le matériau est de type n avec une forte concentration de porteurs libres. Il a été proposé de compenser cette concentration d'électrons libres en dopant le matériau avec du Béryllium [76]. Le niveau accepteur ainsi créé permettrait d'augmenter la résistivité du matériau sans modifier de manière significative la durée de vie des porteurs. Une opération de recuit à l'issue de cette croissance activerait les dopants en formant des agrégats. Le recuit permet également la formation de précipités d'Arsenic en faisant diffuser les atomes d'Arsenic en antisite ou en site interstitiel via les lacunes en éléments III. La Figure 24 tirée de la référence [76] représente le comportement électrique du matériau avec sa concentration de porteurs en fonction de la concentration de dopage pour des couches basse-température dopées au Béryllium et recuites à 500°C. On y remarque que la compensation du niveau de donneurs par le niveau d'accepteurs peut être ajustée pour une concentration de Béryllium avoisinant les 2.10^{17}cm^{-3} .

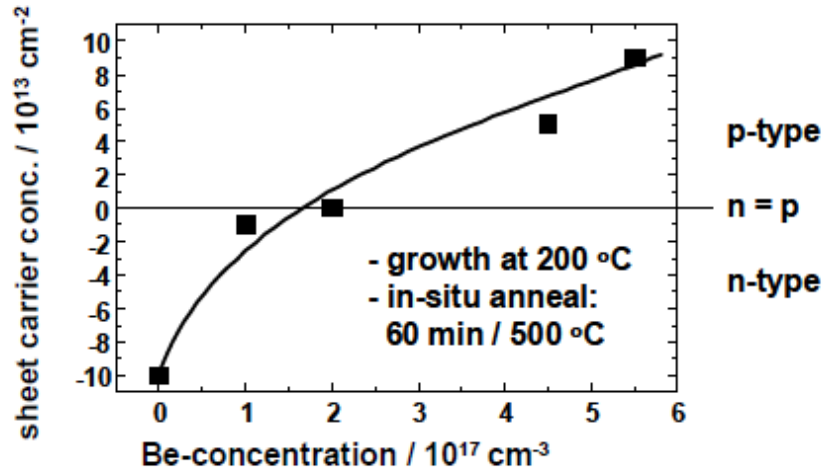


Figure 24 : Comportement électrique et concentration de porteurs libres en fonction de la concentration en Béryllium pour des couches d’InGaAs-BT dopées Béryllium. Figure extraite de la référence [76].

➤ Croissance EJM des couches

De la même manière que pour la première série de croissances, le substrat InP est d’abord désoxydé, puis un buffer d’InP de 100 nm et une première couche de 50 nm d’InGaAs à température standard sont épitaxiés. Les couches sont donc composées de la manière suivante :

Substrat InP : Fe / 100 nm InP buffer / 50 nm InGaAs-HT / 1 μm InGaAs-BT dopé Be

La concentration de dopage en Béryllium est contrôlée à l’aide de la température de sa cellule d’effusion. Ce contrôle nécessite donc un étalonnage préalable. Les taux de dopage étudiés sont compris entre 10^{17} et 10^{18} cm^{-3} car c’est dans cette gamme que l’on s’attend à une compensation efficace des porteurs libres induits par le niveau de donneurs. Cela correspond à une température de la cellule d’effusion du Béryllium comprise entre 770°C et 790°C . Les conditions de la croissance des couches de 1 μm de $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ dopées au Béryllium sont présentées dans le tableau suivant, avec leur nomenclature.

Echantillon	InGaAs:Be-BT-2.1	InGaAs:Be-BT-2.2	InGaAs:Be-BT-2.3	InGaAs:Be-BT-2.4
Température de croissance	200°C	200°C	200°C	200°C
Vitesse de croissance	1 $\mu\text{m}/\text{h}$	1 $\mu\text{m}/\text{h}$	1 $\mu\text{m}/\text{h}$	1 $\mu\text{m}/\text{h}$
Rapport V/III	4,3	4,3	4,3	4,3
Concentration de Béryllium	/	$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Température de la cellule d’effusion du Béryllium	/	770°C	780°C	790°C

Tableau 8 : Paramètres de croissance des couches InGaAs-BT dopées au Béryllium

Les croissances se sont déroulées correctement et une belle reconstruction (2x4) a été observée à la fin de chaque croissance. Cependant, l'observation au microscope optique des couches a révélé une relative rugosité des surfaces.

➤ **Recuit in-situ à 500°C pendant une heure**

Les dopants Béryllium introduits lors de la croissance peuvent se loger dans des sites où ils ne sont pas actifs électriquement. De plus, les défauts structuraux natifs induits par l'incorporation d'Arsenic en excès, sont généralement localisés et ponctuels. Afin de former des précipités d'Arsenic et d'activer les dopants, un recuit in-situ à 500°C d'une durée d'une heure et sous pression d'Arsenic a été opéré sur chaque échantillon. L'effet de ce recuit est donc de conformer globalement un niveau de donneurs induit par les défauts natifs et un niveau d'accepteurs induit par les dopants, qui est sensé compenser la concentration de porteurs libres du matériau de type n. Une augmentation de la résistivité des couches est donc espérée au terme de ce recuit.

Les deux autres techniques utilisées pour la fabrication de matériaux semi-conducteurs destinés à la réalisation d'antennes photoconductrices excitées à 1,55 μm sont l'implantation et l'irradiation ioniques. Le paragraphe suivant est consacré à la présentation du principe de ces techniques et des procédés effectués sur nos matériaux.

III - Implantation et irradiation ioniques des couches InGaAs fabriquées à température standard

III.1- Principes et effets du bombardement d'ions sur une couche semi-conductrice

III.1.1- Le bombardement d'ions sur un matériau semi-conducteur

Parmi les méthodes pour introduire des défauts dans le matériau, l'une d'entre elles consiste à le bombarder avec des ions. C'est en 1956 que Schockley proposa la technique de bombardement ionique et les premières machines à implantation ionique commerciales virent le jour en 1973. Le principe est de soumettre la couche cible à un flux d'ions accélérés sous un champ électrique ultra élevé. Ces ions ayant une énergie très élevée, ils interagissent avec les atomes de la structure semi-conductrice. Suivant la théorie LSS (Lindhard, Scharff et Schiott) [88], deux types de collision peuvent se produire :

- une collision élastique nucléaire entre un ion et un atome cible, provoquant un déplacement des atomes du réseau cristallin. Les atomes déplacés peuvent créer des lacunes et/ou se loger en site substitutionnel ou interstitiel. Ce type de collision constitue une interaction élastique et provoque une perte importante d'énergie de l'ion implanté. Avec des énergies élevées, un ion peut interagir par ce processus avec plusieurs atomes du réseau. Les atomes du réseau eux-mêmes déplacés peuvent également interagir avec d'autres atomes par le même processus. L'effet peut donc être cumulé en cascade.
- une collision inélastique électronique. Lors de ce processus, les ions bombardés interagissent avec le nuage électronique des atomes. Il en résulte un échauffement de la surface et/ou l'ionisation des atomes.

Pour des ions légers et des énergies élevées, le processus d'interaction électronique est prépondérant, tandis que pour des ions lourds et des énergies moindres, c'est la collision nucléaire qui prédomine [89]. Lors de l'interaction coulombienne inélastique entre l'ion incident et les électrons du cortège électronique des atomes cibles, ces électrons peuvent soit quitter l'atome, provoquant son ionisation, soit passer à un niveau d'énergie supérieure. Il a été montré que pour les semi-conducteurs, le processus inélastique d'interaction ion-électron n'induit pas de déplacement atomique et ne crée donc pas de défauts structuraux [90]. Par contre, l'échauffement du matériau est observé, ce qui peut éventuellement recuire les défauts provoqués par l'interaction élastique ion-atome cible. Dans notre cas, c'est donc la collision nucléaire qui est le phénomène prédominant pour la formation des défauts.

Le processus de bombardement d'ions provoque une forte dégradation de la structure cristalline. Pour des énergies très élevées avec des ions lourds, cela peut même entraîner l'amorphisation de la couche. Suivant les énergies mises en jeu, on distingue l'implantation ionique (0,5 à 500 keV) de l'irradiation ionique (quelques dizaines de MeV). Lors de l'implantation, les ions perdent totalement leur énergie et sont donc stoppés à l'intérieur de la couche. Pour une irradiation, les ions ont une énergie suffisante pour traverser complètement la couche.

III.1.2- Paramètres et effets d'un bombardement ionique

Lors d'un bombardement ionique, il existe quatre paramètres essentiels déterminant la nature, la quantité et la distribution volumique des défauts introduits :

- **la dose**, qui peut être très précisément contrôlée lors du processus d'implantation. Elle correspond à la quantité d'ions bombardés par unité de surface et est généralement exprimée en cm^{-2} . Au niveau de la station de bombardement, ce paramètre noté Φ est ajusté à partir de la relation suivante :

$$\Phi = \frac{I \Delta t}{qS} \quad (\text{Equation 2. 1})$$

I représente le courant du faisceau d'ions (en Ampère), q est la charge de l'ion (en Coulomb), Δt correspond au temps d'implantation et S est l'aire de la surface bombardée (en cm^2).

- **l'énergie des ions incidents**, qui est directement reliée au champ électrique appliqué aux électrodes pour accélérer les ions. Elle peut s'étendre de 0,5 keV à 100 MeV.
- **l'angle de pénétration des ions** par rapport à la normale de la surface à bombarder. L'incorporation des ions dans le matériau est optimale pour un angle de 7° .
- **le pouvoir d'arrêt** des ions incidents par le matériau cible. Ce paramètre correspond à la perte d'énergie des ions incidents par unité de longueur de pénétration dans la couche. Il est exprimé généralement en $\text{eV}/\text{\AA}$ et s'écrit :

$$-\frac{dE}{dx} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_n - \left(\frac{dE}{dx}\right)_e = NS_n(E) + NS_e(E) = NS(E) \quad (\text{Equation 2. 2})$$

N est la densité atomique de la cible. $S_n(E)$, $S_e(E)$ et $S(E)$ représentent respectivement les sections efficaces de ralentissement nucléaire, électronique et total. Pour les semi-conducteurs, les collisions nucléaires étant prépondérantes pour la formation de défauts, seul le pouvoir d'arrêt nucléaire nous intéresse. Et dans ce cas, ce paramètre correspond à l'énergie transmise aux atomes cibles par unité de longueur, puisque les collisions nucléaires sont des chocs élastiques.

Lors des collisions nucléaires, l'atome cible quitte son site cristallin à condition que l'ion bombardé lui transmette une énergie seuil E_s . Cet atome peut alors lui-même provoquer des collisions secondaires avec d'autres atomes et ainsi de suite, un effet de cascade a lieu jusqu'à ce que l'énergie des atomes devienne inférieure à l'énergie de seuil E_s . Tous ces déplacements créent des lacunes, des sites interstitiels et des antisites. La succession des collisions nucléaires est un processus stochastique et par conséquent la distribution des défauts créés ainsi que celle des ions implantés peuvent être déterminés par des méthodes statistiques de type Monte-Carlo. Le programme TRIM développé par Ziegler et Biersack permet d'évaluer les résultats statistiques de l'interaction ion-solide [92]. La figure suivante obtenue à partir d'une simulation TRIM présente l'évolution du pouvoir d'arrêt nucléaire des ions Brome, Hydrogène et Fer sur un matériau massif d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ en fonction de leur énergie.

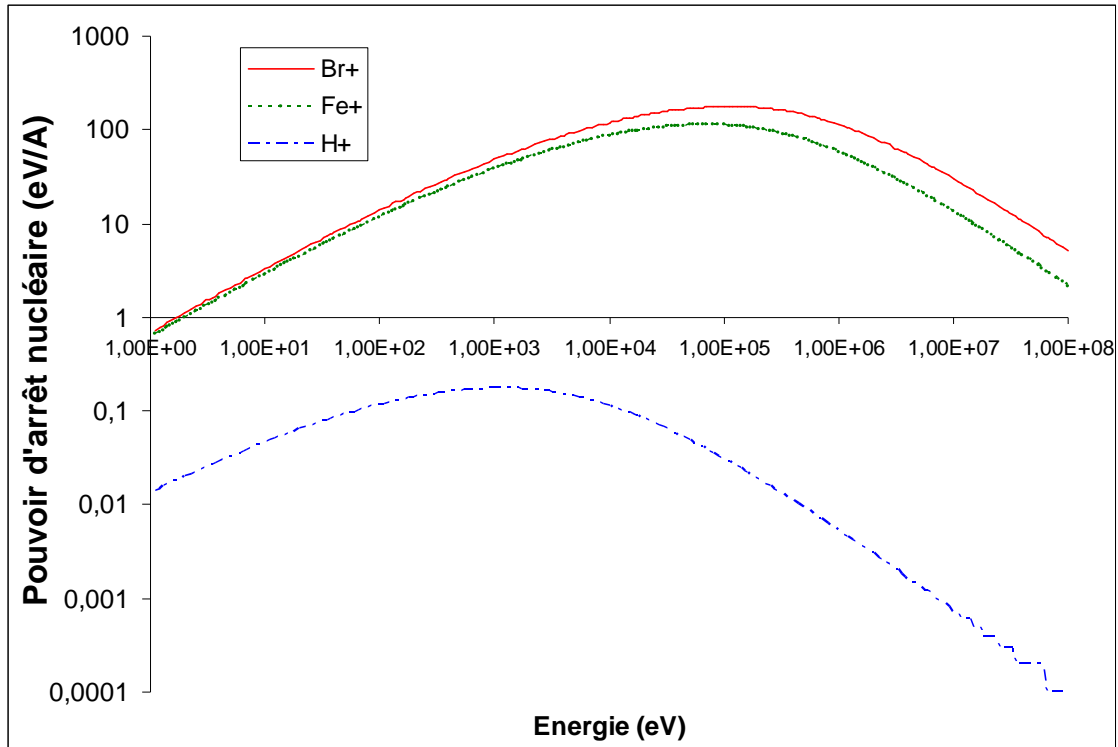


Figure 25 : Evolution du pouvoir d'arrêt nucléaire des ions Br+, H+ et Fe+ sur un matériau $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ en fonction de leur énergie

On observe que le pouvoir d'arrêt nucléaire de chaque ion atteint un maximum sur une plage d'énergie relativement étendue. Et plus la masse des ions est élevée, plus le pouvoir d'arrêt nucléaire est élevé et il en est de même pour la valeur de l'énergie optimale. La masse de l'ion a donc une influence considérable sur la création des défauts dans la structure. Et chaque type d'ion doit être bombardé avec des énergies bien définies pour endommager efficacement le matériau.

➤ Concentration des défauts structuraux

Le processus de collisions nucléaires engendre la formation de couples lacune-atome interstitiel appelés paires de Frenkel. Ce type de défauts est le plus simple induit par le bombardement mais la succession des collisions nucléaires provoque la formation de zones endommagées constituées de nombreuses lacunes et d'interstitiels. La concentration totale N_{ds} d'atomes déplacés par ion incident et par unité de longueur de pénétration est donnée par la relation suivante proposée par le modèle de Kinchin et Pease [93].

$$N_{ds} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_n}{2E_s} \Phi \quad (\text{Equation 2. 3})$$

Pour le cas de l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, l'énergie seuil E_s vaut 9,8 eV [94].

➤ **Concentration des ions introduits**

L'autre effet du bombardement ionique intéressant à analyser sur TRIM est la concentration des ions introduits dans le matériau. Pour des doses pas trop élevées, le profil de distribution $C(x)$ des ions implantés en fonction de l'épaisseur x peut être représenté par une Gaussienne caractérisée par un parcours projeté R_p et un écart-type ΔR_p :

$$C(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi}\Delta R_p} \exp\left(-\frac{(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2}\right) \quad (\text{Equation 2. 4})$$

Rappelons que pour le cas d'une implantation ionique où les énergies mises en jeu restent raisonnables, les ions introduits sont stoppés à l'intérieur de la couche, contrairement à l'irradiation ionique à fortes énergies, où les ions traversent totalement la couche active et viennent se loger dans le substrat d'InP. Dans le cas de l'implantation, il est fréquent d'avoir recours à une implantation multi-énergie afin de rendre homogène la distribution volumique de défauts tout le long de la couche. En sommant les différentes contributions des profils gaussiens obtenus à différentes énergies, la distribution totale peut être rendue uniforme.

Il a été montré que le bombardement d'ions sur des couches InGaAs permet de réduire le temps de vie des porteurs à des valeurs subpicosecondes [95], [63], [71]. Dans le cas de l'implantation ionique, les défauts introduits dans le matériau sont de deux natures différentes. Des défauts natifs ponctuels et isolés sont produits du fait des déplacements des atomes provoqués par l'interaction des ions avec ces atomes. Et il existe également des défauts résultant de la formation de complexes du fait de la présence des ions introduits dans la couche. Les défauts natifs créent un niveau de donneurs à faible énergie d'activation (quelques dizaines de meV), ce qui entraîne une faible valeur de résistivité, le niveau étant proche de la bande de conduction. Mais la présence de cations incorporés dans le matériau provoque la création d'un niveau d'accepteurs profonds avec un niveau d'énergie de 0,2 à 0,4 eV. Ce niveau décale le niveau de Fermi vers le milieu de la bande interdite, ce qui tend à augmenter la résistivité du matériau [61], [63]. Pour l'irradiation ionique, seuls des défauts natifs induits par le déplacement des atomes en site interstitiel ou substitutionnel sont créés dans la couche. Il en résulte que les matériaux irradiés présentent une résistivité moindre que les matériaux implantés.

La démarche entreprise dans ce projet de thèse consiste à comparer les propriétés d'une couche $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ irradiée avec des ions Brome et de deux autres couches $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ implantées, l'une avec des ions Hydrogène et l'autre avec des ions Fer. Les détails de ces opérations sont décrits ci-après.

III.2- Irradiation d'ions Brome

Sur une couche de 1 µm d'In_{0,53}Ga_{0,47}As fabriquée par EJM à température standard de croissance (480°C) à l'INL, une opération d'irradiation avec des ions Brome a été effectuée grâce à une collaboration avec Juliette Mangeney de l'IEF. L'irradiation est effectuée à température ambiante avec un angle de pénétration de 7° par rapport à la normale à l'échantillon. Les paramètres de l'irradiation sont les suivants :

- dose : $4.10^{11} \text{ cm}^{-2}$
- énergie : 10,3 MeV

Les figures suivantes présentent la densité linéique des ions introduits dans le matériau (Figure 26 (b)) et la densité de défauts structuraux créés par ion incident et par Angström (Figure 26 (a)). Ces courbes sont obtenues au terme de simulations effectuées sur le logiciel TRIM.

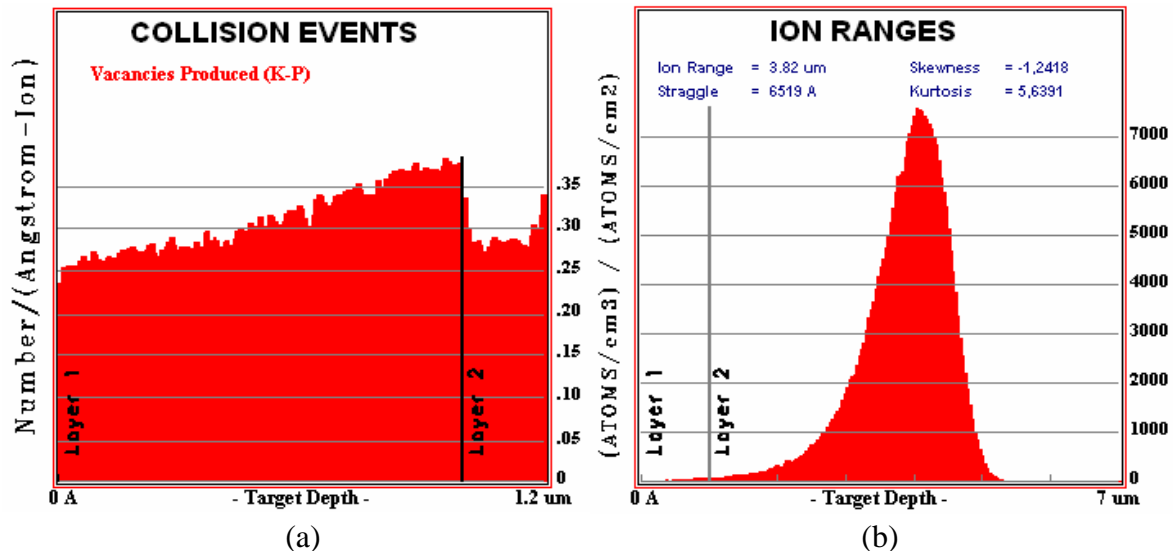


Figure 26 : Nombre de défauts créés par Angström et par ion (a) et distribution linéique d'ions incorporés (b) en fonction de la profondeur de pénétration pour l'irradiation d'ions Br⁺ sur une couche d'InGaAs de 1µm d'épaisseur

Les résultats de cette simulation TRIM montrent que l'irradiation produit une distribution homogène de défauts structuraux le long de la couche, autour d'une valeur de 0,3 défaut par ion et par Angström, ce qui correspond à une **distribution volumique de $1,2.10^{19} \text{ cm}^{-3}$** . Ensuite, il est confirmé que les ions bombardés traversent toute l'épaisseur de la couche et sont stoppés dans le substrat d'InP à une profondeur d'environ 4 µm. Cette distribution présente un profil de type gaussien avec un écart-type de l'ordre d'environ 1µm. Les défauts créés par l'irradiation dans la couche active sont donc uniquement de nature structurale (lacunes, antisites et interstitiels).

III.3- Implantation d'ions Hydrogène et Fer

Deux couches de 1 μm d'épaisseur de l'alliage ternaire $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ sur substrat d' InP fabriquées à l'INL à température standard (480°C) de croissance ont été l'objet d'implantations, l'une avec des ions H^+ et l'autre avec des ions Fe^+ . Ces opérations ont été effectuées au CRN2 Sherbrooke en collaboration avec Dennis Morris du CRN2 Sherbrooke. Les deux types d'implantation ont été effectués à une température de 83 K et avec un angle de pénétration de 7°.

Afin de définir les paramètres de ces implantations, des simulations TRIM ont été effectuées. Lorsque l'on souhaite obtenir une distribution homogène de défauts structuraux sur toute l'épaisseur de la couche, il est nécessaire d'utiliser plusieurs énergies d'implantation. En effet, les ions introduits avec une seule énergie s'incorporent très localement dans la couche selon une distribution gaussienne. Et les défauts structuraux qu'ils créent sont également localisés. Il est donc nécessaire d'avoir recours à des implantations multi-énergie pour uniformiser la densité de défauts en sommant les différentes contributions des implantations à différentes énergies.

III.3.1- Implantation d'ions Hydrogène

Les paramètres de l'implantation multi-énergie sont exposés dans le tableau suivant.

Dose (at/cm ²)	Energie (keV)
$2,1 \cdot 10^{13}$	25
$2,7 \cdot 10^{13}$	70
$3,45 \cdot 10^{13}$	120
$6,75 \cdot 10^{13}$	180

Tableau 9 : Paramètres d'implantation d'ions hydrogène sur une couche d' InGaAs d'épaisseur 1 μm

Au terme des simulations TRIM, les distributions des défauts créés ainsi que des ions incorporés dans la couche sont proposées sur la Figure 27.

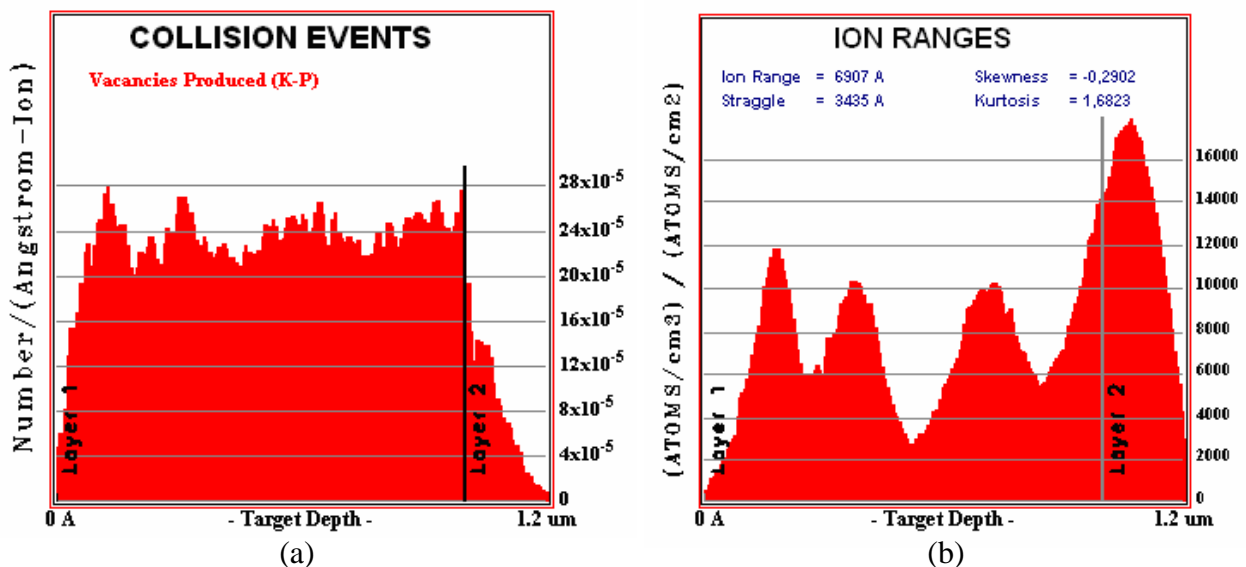


Figure 27 : Nombre de défauts créés par Angström et par ion (a) et distribution linéique d'ions incorporés (b) en fonction de la profondeur de pénétration pour l'implantation d'ions H^+ sur une couche d' InGaAs de 1 μm d'épaisseur

La distribution de défauts créés que l'on obtient avec ces paramètres, est bien homogène le long de la couche avec toutefois une valeur moins importante que pour l'irradiation d'ions Brome ($2,4 \cdot 10^{-4}$ défauts par Angström et par ion, ce qui correspond à une **distribution volumique de $3,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$**). Quant à la distribution d'ions incorporés, on retrouve les quatre profils gaussiens correspondant aux quatre énergies d'implantation. Remarquons que le premier pic de concentration intervient à 200 nm de la surface, ce qui est relativement proche de la surface, et avec une valeur de $12000 \text{ (at/cm}^3\text{)}/\text{(at/cm}^2\text{)}$. La **distribution d'ions stoppés** à l'intérieur de la couche est donc relativement élevée ($\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en moyenne car cette distribution n'est pas homogène) et surtout, elle est présente sur quasiment toute l'épaisseur de la couche, même vers la surface.

➤ **Recuits d'implantation**

Au terme du procédé d'implantation, la structure cristalline est fortement endommagée et désordonnée. La mobilité des porteurs est généralement dégradée. De plus, les ions introduits ne sont pas forcément intégrés en site substitutionnel et une proportion d'entre eux n'est donc pas active électriquement. Afin de réarranger la structure cristalline, une opération de recuit combinant une température et une durée adéquates peut permettre de surmonter en partie ces problèmes. Le recuit, suivant sa température et sa durée, modifie donc les propriétés électriques et optiques du matériau. Il est notamment attendu que la mobilité augmente suite au recuit. C'est pourquoi une étude de l'influence du recuit sur les propriétés des matériaux implantés a été effectuée dans le cadre de cette thèse. Les recuits d'implantation ont tous été opérés au LTM à l'aide d'un four RTP.

Un four rapide RTP (Rapid Thermal Processing) est une enceinte sous atmosphère contrôlée qui permet de porter un échantillon de semi-conducteur à une température qui peut aller jusqu'à 1200°C , et ce de façon extrêmement rapide pour un processus thermique (quelques secondes). Ce type de procédé est utilisé essentiellement pour activer des dopants ou des impuretés dans les semi-conducteurs, mais a trouvé également des applications dans l'oxydation thermique ou le dépôt par voie chimique.

Avant tout recuit, un morceau de wafer de GaAs est posé sur la surface de l'échantillon afin de protéger la surface de la couche active. Les échantillons des couches implantées Hydrogène ont été recuits au moyen du four RTP du LTM dans les conditions décrites dans le Tableau 10, où est également présentée leur nomenclature.

Echantillon	Impl-H-400	Impl-H-450	Impl-H-500	Impl-H-550
Température de recuit	400°C	450°C	500°C	550°C
Durée	30s	30s	30s	30s

Tableau 10 : Températures et durée des recuits des échantillons InGaAs implantés Hydrogène

III.3.2- Implantation d'ions Fer

Les paramètres de l'implantation ont également été établis au moyen du logiciel TRIM. De la même manière que pour l'implantation d'ions H^+ , ces paramètres sont choisis de façon à obtenir une distribution volumique de défauts créés la plus homogène possible. Ils sont rappelés dans le tableau suivant.

Dose (at/cm^2)	Energie (MeV)
$2,5 \cdot 10^{14}$	0,8
$7,5 \cdot 10^{14}$	2

Tableau 11 : Paramètres d'implantation d'ions fer sur une couche d'InGaAs d'épaisseur $1\mu\text{m}$

Les résultats des simulations TRIM sont présentés sur la Figure 28.

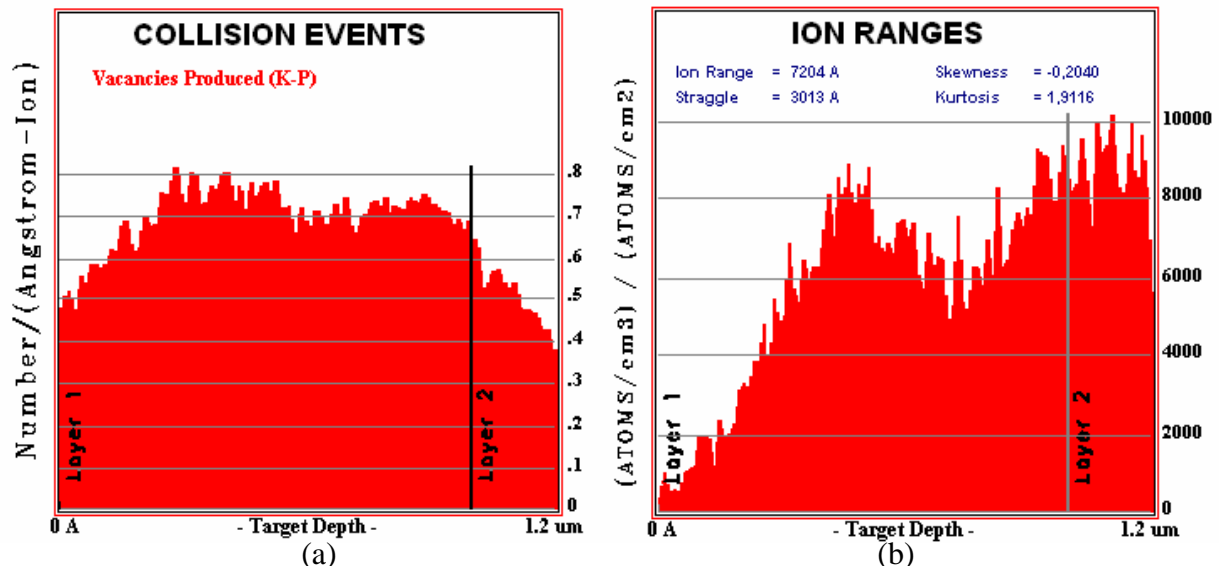


Figure 28 : Nombre de défauts créés par Angström et par ion (a) et distribution linéique d'ions incorporés (b) en fonction de la profondeur de pénétration pour l'implantation d'ions Fe^+ sur une couche d'InGaAs de $1\mu\text{m}$ d'épaisseur

On observe une bonne homogénéité de la distribution de défauts structuraux avec une valeur plus élevée encore que pour l'irradiation d'ions Brome ($0,7$ défaut par Angström et par ion, ce qui correspond à une **distribution volumique d'environ $7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$**). Pour la concentration d'ions introduits dans le matériau, les deux pics correspondant aux deux valeurs d'énergie, interviennent à 500 nm et légèrement au delà des $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Au delà de 500 nm , une densité linéique de $6000 \text{ (at}/\text{cm}^3)/(\text{at}/\text{cm}^2)$ est observée, ce qui correspond à une **densité volumique d'ions incorporés d'environ $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$** , étant donnée la dose appliquée. Remarquons cependant que la concentration d'ions n'est pas homogène et elle est très faible proche de la surface (en deçà de 400 nm), contrairement à ce qui a été observé pour l'implantation d'ions Hydrogène.

➤ **Recuits d'implantation**

Pour les mêmes raisons que pour l'implantation d'ions Hydrogène, les échantillons implantés Fer ont été l'objet de l'étude de l'influence d'un recuit thermique rapide. Les conditions de ce recuit ainsi que la nomenclature de ces échantillons sont proposées dans le Tableau 12.

Echantillon	Impl-Fe-400	Impl-Fe-420	Impl-Fe-450	Impl-H-500
Température de recuit	400°C	420°C	450°C	500°C
Durée	30s	30s	30s	30s

Tableau 12 : Températures et durée des recuits des échantillons InGaAs implantés Hydrogène

Les différents matériaux fabriqués ont été l'objet de caractérisations de leurs propriétés électriques telles que la résistivité et la mobilité des porteurs. La description des mesures et les résultats obtenus sont présentés dans les paragraphes suivants.

IV - Caractérisations électriques des matériaux fabriqués

Afin de caractériser électriquement les couches fabriquées, deux types d'expérience ont été réalisés. Un premier montage permet la mesure de la résistivité uniquement, au moyen d'une méthode classique de quatre pointes en ligne. Le second montage est réalisé sur une plateforme Hall - Van der Pauw où les quatre pointes sont disposées en carré et un champ magnétique peut être établi transversalement à la couche. Ainsi, des mesures non seulement de résistivité par la méthode de Van der Pauw, mais aussi de mobilité et de concentration des porteurs par effet Hall, ont pu être réalisées. La comparaison des mesures de résistivité obtenues par deux techniques différentes permet d'approfondir l'étude du comportement électrique des matériaux.

IV.1- Mesure de résistivité avec quatre pointes en ligne

Le premier type d'expérience consiste en une mesure avec 4 pointes en ligne. Les pointes sont toutes séparées d'une distance de 1 mm. Les pointes sont mises en contact avec les couches à mesurer et un courant est injecté entre les deux pointes extérieures. La tension aux bornes des deux pointes intérieures est mesurée au moyen d'un multimètre électronique. Un schéma du montage est illustré sur la Figure 29.

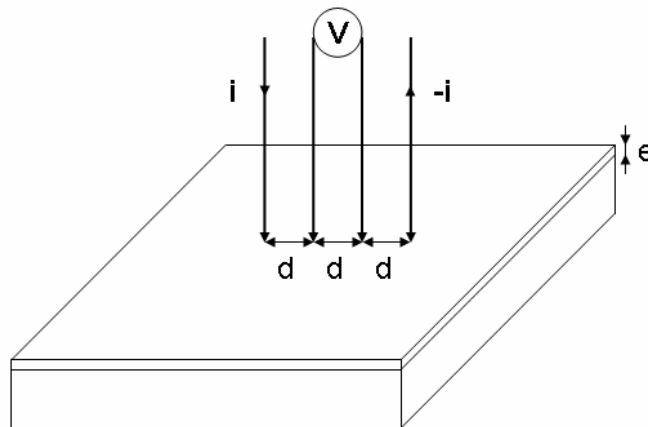


Figure 29 : Schéma de principe de la mesure de résistivité avec quatre pointes en ligne

La mesure est effectuée sur une plage déterminée de valeurs de courants injectés, dépendant des propriétés électriques de la couche. Ainsi, on obtient une droite caractérisant la tension en fonction du courant injecté. Si l'épaisseur e de la couche est négligeable devant les autres dimensions, alors un modèle bidimensionnel de la conduction donne :

$$\frac{V}{I} = K \frac{\rho}{e} \quad (\text{Equation 2. 5})$$

Le rapport ρ/e , où ρ représente la résistivité, caractérise la couche et il est souvent noté R_{\square} (appelé « sheet resistance » ou « square resistance »). Le coefficient K est un facteur sans dimension caractéristique de la géométrie 2D. Pour le cas de 4 pointes alignées et équidistantes, ce facteur de forme K peut être calculé analytiquement :

$$K = \frac{\ln(2)}{\pi} \quad (\text{Equation 2. 6})$$

IV.2- Mesure de la résistivité et de la mobilité par la méthode de Van der Pauw et l'effet Hall

La résistivité et la mobilité des couches fabriquées ont également été caractérisées au moyen d'une plateforme de mesures de Hall -Van der Pauw sous pointes. Sur cette station de mesure, les 4 pointes en tungstène sont disposées en carré et montées sur des micromanipulateurs. Une bobine permet d'établir un champ magnétique transversal par rapport aux échantillons. Un schéma du montage est proposé sur la Figure 30.

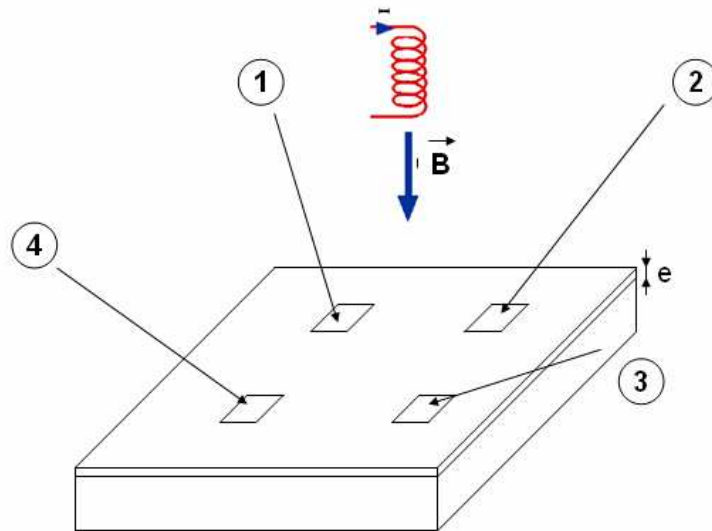


Figure 30 : Schéma de principe de la mesure de Hall – Van der Pauw avec quatre pointes en carré

Les mesures Hall et Van der Pauw nous donnent accès à la concentration de porteurs actifs, à la résistivité du film et à la mobilité des porteurs. Sur un échantillon d'épaisseur e , on dispose arbitrairement quatre contacts 1, 2, 3 et 4. Si l'on appelle $R_{12,34}$ (respectivement $R_{23,41}$) la résistance issue du rapport de la différence de potentiel V_4-V_3 (respectivement V_1-V_4) sur le courant appliqué entre 1 et 2 (respectivement entre 2 et 3), alors l'équation démontrée par Van der Pauw en 1958 s'écrit :

$$e^{-\frac{\pi e}{\rho} R_{12,34}} + e^{-\frac{\pi e}{\rho} R_{23,41}} = 1 \quad (\text{Equation 2. 7})$$

Si les pointes sont disposées en carré sur l'échantillon, alors on a $R_{12,34} = R_{23,41} = R$, d'où :

$$\rho = \frac{\pi e}{\ln(2)} R \quad (\text{Equation 2. 8})$$

La station de mesure est gérée par un programme qui fournit directement la valeur de la mesure de résistivité après des calculs successifs à partir des tensions prélevées aux bornes de chaque côté du carré en fonction du courant injecté au côté opposé. La valeur fournie est la moyenne des valeurs de résistivité obtenues pour chaque côté du carré. Remarquons qu'avant chaque mesure un test préalable d'ohmicité est établi, autorisant ou non le démarrage de la mesure.

➤ Préparation des échantillons

Afin de disposer les pointes rigoureusement en carré sur les couches minces, un dépôt préalable de contacts métalliques a été effectué sur les matériaux comme illustré sur la Figure 31. Une photo au microscope optique des contacts déposés y est également proposée.

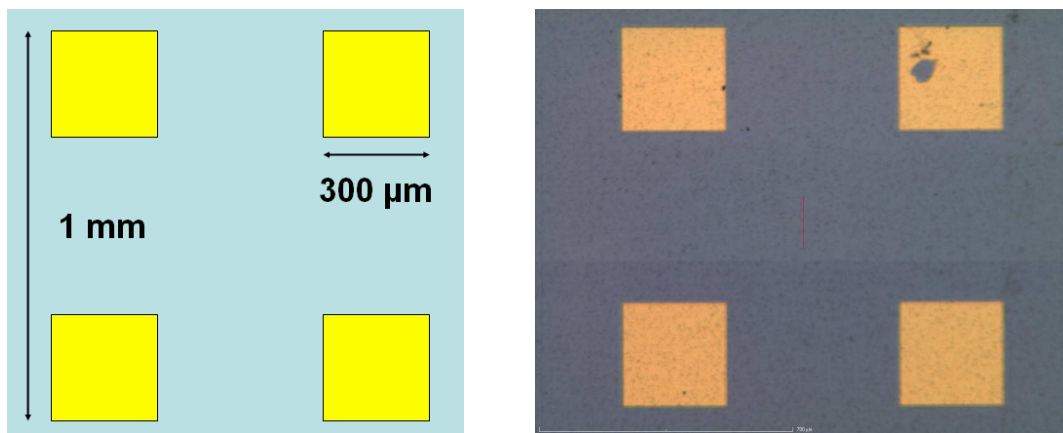


Figure 31 : Schéma et photo au microscope optique des motifs métalliques fabriqués pour la mesure Hall – Van der Pauw

Il s'agit de quatre contacts de forme carrée de 300 μm de côté déposés de façon à définir un contour carré de 1 mm de côté. Le dépôt métallique a été effectué par un évaporateur à canon d'électrons à la suite d'une méthode classique de photolithographie UV. Une première couche de 10 nm de chrome puis une couche de 100 nm d'or ont été déposées par évaporation. On reviendra en détails dans la partie 4 de ce manuscrit sur le dépôt des contacts métalliques lorsque sera abordée la fabrication des antennes. Une telle préparation des échantillons permet d'avoir une forme du contour rigoureusement carrée, mais aussi d'établir une bonne ohmicité entre les pointes et le film semi-conducteur. Le programme de la station de mesure permet d'ailleurs de réaliser un test d'ohmicité avant chaque mesure. En outre, il a été observé que sans ce dépôt préalable de contacts ohmiques, le test d'ohmicité était généralement peu concluant et les mesures ultérieures de résistivité et de mobilité étaient incohérentes. Ce défaut d'ohmicité sur une couche dépourvue de contacts peut s'expliquer par l'accumulation de charges au niveau des pointes de mesure, provoquant un effet de seuil de type Schottky. Le contrôle de l'ohmicité est très intéressant pour le projet de thèse car il permet d'évaluer l'ohmicité des contacts qui vont être utilisés pour la fabrication des antennes THz. Ainsi, une première information sur la nature de l'interface métal/semi-conducteur est apportée. Avec un dépôt de 10 nm de chrome suivi de 100 nm d'or les tests d'ohmicité ont tous été concluants quelle que soit la nature de la couche semi-conductrice.

➤ Mesure de mobilité par effet Hall

L'effet Hall se manifeste particulièrement dans les semi-conducteurs. Dans un échantillon de semi-conducteur soumis à l'action d'un champ magnétique \mathbf{B} selon (Oz) et parcouru par un courant I selon (Oy), il apparaît une différence de potentiel V_H perpendiculaire au courant et au champ magnétique, et donc un champ électrique \mathbf{E}_H selon (Ox) est créé. Les porteurs de charge étant soumis à l'action d'une force de Lorentz résultant de la présence du champ magnétique, cette différence de potentiel V_H est due à l'accumulation de ces porteurs sur les faces avant et arrière de l'échantillon, comme illustré sur la Figure 32.

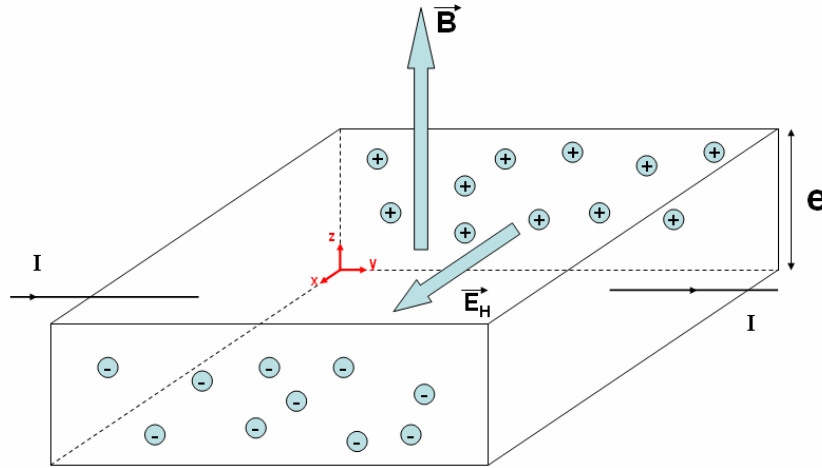


Figure 32 : Schéma de principe de l'effet Hall

La tension V_H ainsi créée est appelée tension de Hall et son signe permet de déterminer le type de semi-conducteur utilisé (dopage n ou p). A cette tension de Hall, qui est mesurée lors de l'expérience, on associe un coefficient R_H défini par :

$$R_H = \frac{V_H e}{IB} \quad (\text{Equation 2. 9})$$

Comme pour les mesures de Van der Pauw, plusieurs mesures sont effectuées pour compenser les imperfections géométriques. La mobilité moyenne μ est déduite de l'équation suivante.

$$\mu = \frac{R_H}{\rho} \quad (\text{Equation 2. 10})$$

Et la concentration de porteurs est obtenue par la relation suivante.

$$n = \frac{1}{\mu \rho q_e} \quad (\text{Equation 2. 11})$$

Le terme ρ caractérise la résistivité et q_e la charge de l'électron. Dans notre cas, un champ magnétique de 5000 Gauss a été utilisé et l'épaisseur e de l'échantillon est de 1 μm pour chaque type de matériau.

Une remarque importante doit être effectuée concernant la précision des mesures. L'erreur relative de chaque mesure a été évaluée à 10% au maximum et généralement cette erreur est de l'ordre de quelques pourcents.

➤ **Différences entre les deux techniques de mesure de résistivité**

Si deux techniques de mesures de résistivité ont été employées et si elles sont exposées dans ce manuscrit, c'est parce que les résultats obtenus peuvent différer d'un facteur de quelques unités pour certains échantillons, suivant la technique de mesure utilisée. Pour la première technique présentée, les quatre pointes en lignes sont directement appliquées sur la couche active et la mesure est unidirectionnelle sur la surface de l'échantillon. Pour la seconde technique présentée, un dépôt préalable de plots métalliques permet de répartir les charges délivrées par les pointes sur une partie étendue de la couche active. De plus, 8 séries de mesures sont effectuées et ce dans plusieurs directions de l'espace. C'est pourquoi il est supposé dans la suite de ce manuscrit que la première mesure donne une information plutôt en surface de la résistivité tandis que la deuxième technique donne une information plutôt en volume de la résistivité, ce qui expliquerait les différences de valeurs obtenues. Enfin, en comparaison de la mise en œuvre des deux techniques, et puisque l'information donnée par la seconde technique est de nature plus intégrée en volume que la première, il a été choisi de se référer aux mesures de la deuxième technique pour développer les tendances des comportements électriques des matériaux. En effet, la mesure des 4 pointes en carré semble apporter une valeur plus proche de la réalité et donc plus fiable que la mesure des 4 pointes en ligne.

V - Résultats des mesures électriques et discussion

V.1- Echantillons InGaAs fabriqués à basse température

Le Tableau 13 dresse le bilan des mesures électriques effectuées sur les couches InGaAs basse température non dopées, dont l'objet d'étude est la température de croissance.

Echantillon	InGaAs-BT-1.1	InGaAs-BT-1.2	InGaAs-BT-1.3
Température de croissance (°C)	160	190	220
Résistivité [4 pointes en ligne] ($\Omega\cdot\text{cm}$)	0,008	0,008	0,009
Résistivité [4 pointes en carré] ($\Omega\cdot\text{cm}$)	0,003	0,004	0,01
Mobilité ($\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$)	/	1042	978
Concentration de porteurs (cm^{-3})	/	$1,4\cdot 10^{18}$ Type n	$6,2\cdot 10^{17}$ Type n

Tableau 13 : Mesures de la résistivité, de la mobilité et de la concentration des porteurs des couches InGaAs basse température

Il résulte de ces premières mesures que la température de croissance n'a que peu d'effet sur les propriétés électriques des couches. Toutefois, les résultats sont légèrement optimaux pour une température comprise entre 190°C et 220°C, où la mobilité est de l'ordre de 1000 $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ et la résistivité de l'ordre de $5\cdot 10^{-3} \Omega\cdot\text{cm}$. Comme attendu [76], les couches sont de type n avec une concentration de porteurs libres d'autant plus élevée que la température de croissance est faible. Ensuite, on observe une différence entre les deux types de mesures de résistivité, d'un facteur 2 pour les deux premières couches et quasiment pas de différence pour la troisième couche. Une interprétation de cet écart de mesure sera donnée dans la suite de l'étude.

Les résistivités obtenues, qui sont assez faibles, ne permettent guère d'envisager des applications de photocommutation. A première vue, cela peut s'expliquer par une formation d'un niveau de donneurs liés aux atomes d'Arsenic en antisites ou en interstitiels, et aux lacunes en éléments III, qui serait trop proche de la bande de conduction. C'est pourquoi il a été choisi dans la suite de l'étude des couches basse-température de compenser ce niveau de donneurs peu profond par un niveau d'accepteurs en dopant les couches avec du Béryllium.

Enfin, il est intéressant d'observer la différence entre les comportements électriques des matériaux GaAs-BT et InGaAs-BT. En effet, le GaAs-BT présente communément des résistivités de l'ordre de 10^6 - $10^7 \Omega\cdot\text{cm}$ [47], [56]. Cette propriété en fait un matériau de bonne qualité pour la photocommutation. L'InGaAs-BT possède au mieux une résistivité de 0,01

$\Omega\cdot\text{cm}$. Une différence de 8 à 9 ordres de grandeur sépare donc les deux semi-conducteurs, ce qui est considérable. Cette différence peut s'expliquer d'une part par la nature très peu profonde du niveau de donneurs induit par les défauts structuraux. Ce niveau semble être proche de la bande de conduction et possède donc une faible énergie d'activation. Ces matériaux dont les niveaux sont superficiels, ont donc une forte concentration de porteurs libres. Et leur comportement électrique peut être sensible à des effets thermiques ou des perturbations liées à la lumière ambiante, beaucoup plus facilement que pour le GaAs-BT. De plus, la faible valeur du gap énergétique de l'InGaAs (0,8 eV) comparativement à celle du GaAs (1,5 eV) le rend plus sensible au bruit thermique et lumineux ambiant. La très faible résistivité de l'InGaAs est donc également liée à la forte teneur en Indium qui est un atome à la fois plus gros et moins électronégatif que l'atome de Gallium. Il en résulte que le caractère covalent des liaisons chimiques est moins important pour l'InGaAs que pour le GaAs, ce qui en fait un matériau plus chargé en porteurs libres et donc plus conducteur.

➤ **Echantillons basse-température (200°C) dopées Béryllium**

Les mesures électriques effectuées sur les couches basse-température crues à 200°C, dopées Béryllium et recuites in situ à 500°C pendant une heure, sont répertoriées sur le tableau suivant. Ici, la concentration de dopage ainsi que l'effet du recuit sont étudiés.

Echantillons	Non recuits				Recuits			
	/	2	4	7	/	2	4	7
Concentration dopage ($\times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)	/	2	4	7	/	2	4	7
Résistivité [4 pointes en ligne] ($\Omega\cdot\text{cm}$)	0,007	0,02	0,03	0,04	0,01	0,13	0,12	0,12
Résistivité [4 pointes en carré] ($\Omega\cdot\text{cm}$)	0,004	0,01	0,01	0,02	0,008	0,06	0,05	0,05
Mobilité ($\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$)	940	3701	4834	2947	131	294	805	227
Concentration de porteurs (cm^{-3})	$9,6\cdot 10^{17}$ Type n	$1,7\cdot 10^{17}$ Type n	$9,7\cdot 10^{16}$ Type n	$1,1\cdot 10^{17}$ Type n	$6\cdot 10^{18}$ Type n	$3,7\cdot 10^{17}$ Type n	$1,4\cdot 10^{17}$ Type p	$5,6\cdot 10^{17}$ Type p

Tableau 14 : Mesures de la résistivité, de la mobilité et de la concentration des porteurs des couches InGaAs basse température dopées Béryllium (avec et sans recuit)

Pour les échantillons dopés Béryllium non recuits, on observe qu'une forte concentration de dopage tend à augmenter très légèrement la résistivité du matériau (d'un facteur 2), bien que les valeurs de résistivité soient encore très faibles (2 à $4\cdot 10^{-2} \Omega\cdot\text{cm}$). Il apparaît en revanche que la mobilité est augmentée de manière conséquente avec l'introduction de dopants (de environ $1000 \text{ cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ sans dopant à environ $4000 \text{ cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ avec dopants). Il n'est pas aisé d'interpréter ce phénomène car théoriquement le dopage d'un matériau induit une diminution de la mobilité de ses porteurs de charges. Cette augmentation est supposément liée à une diminution de la concentration des porteurs libres par effet de compensation par les dopants. Une diminution du nombre de porteurs libres pourrait alors entraîner une augmentation de leur mobilité. Ou bien une autre explication possible serait d'avancer que lors de la croissance à basse température, la présence de dopants Be permettrait de relâcher les

contraintes mécaniques du matériau, engendrées par l'excès d'Arsenic introduit. La qualité cristallographique du matériau serait alors meilleure, ce qui se traduirait par une meilleure mobilité des porteurs.

Ensuite, malgré la présence de dopants type p, les matériaux dopés non recuits présentent un comportement d'un matériau de type n. Les faibles résistivités obtenues ainsi que le comportement de type n des matériaux dopés p ont justifié l'opération de recuit afin d'activer les dopants. En effet, lors de la croissance, une bonne partie des atomes de Béryllium ne se fixent pas sur des sites où ils peuvent être actifs électriquement. L'opération de recuit in situ a pour effet de rendre ces dopants actifs en les déplaçant sur des antisites ou en sites substitutionnels. Le recuit peut aussi former des précipités de dopants qui deviennent alors plus efficaces électriquement. De plus, le recuit permet de créer des précipités d'atomes d'Arsenic introduits en excès, qui diffusent par le biais des lacunes en éléments III. Les résultats montrent que le recuit a pour effet d'augmenter la résistivité des couches dopées. Un facteur 10 est gagné par rapport à la couche non dopée et un facteur 5 par rapport aux couches non recuites. Mais ce gain de résistivité reste insuffisant pour des applications de photoswitch (au mieux 0,1 $\Omega\cdot\text{cm}$). Le recuit tend également à faire diminuer la mobilité des porteurs. Un facteur 10 est perdu en mobilité suite au recuit. Ceci peut s'expliquer par un réarrangement cristallin et par l'activation des dopants, ainsi que par la formation des précipités d'Arsenic.

Enfin, suite au recuit, le matériau conserve un comportement de type n pour les faibles concentrations de dopants, puis adopte un comportement de type p à partir d'une concentration de Béryllium de $4 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$, ce qui confirme l'effet d'activation des dopants par le recuit qui induit une compensation du niveau de donneurs liés à l'excès d'Arsenic introduit, par l'ajout d'un niveau d'accepteurs. Toutefois, une compensation équilibrée est très délicate à mettre en œuvre compte tenu de la difficulté à ajuster précisément la concentration de dopants lors de la croissance. Ceci est en bon accord avec les résultats obtenus par Sartorius et al. [76]. La courbe de la Figure 33 représentant la concentration surfacique des porteurs ainsi que le comportement (type p ou n) en fonction de la concentration de dopants introduits illustre ce qui vient d'être dit, en la confrontant à la courbe de la Figure 24.

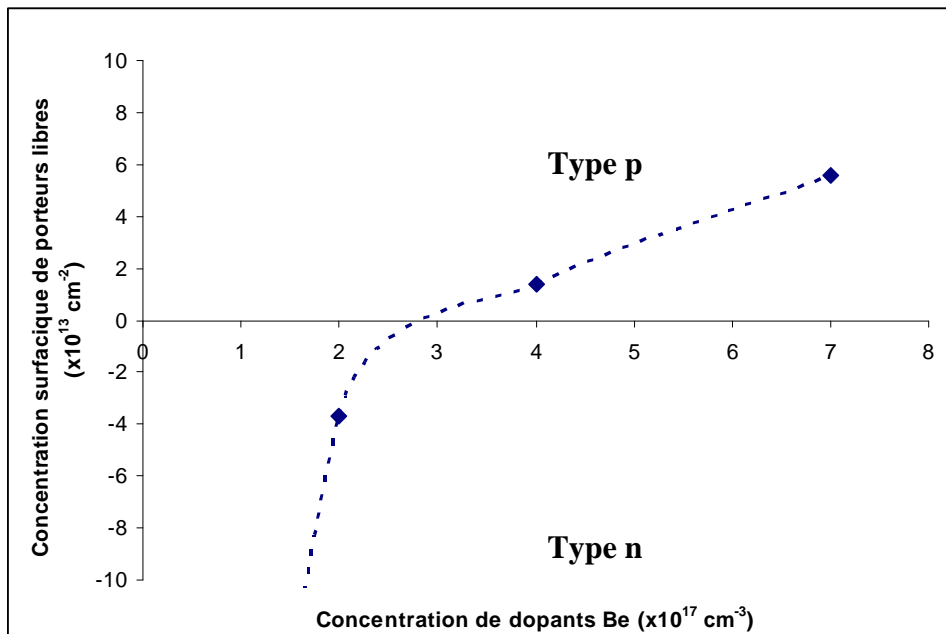


Figure 33 : Concentration surfacique de porteurs et comportement type p ou n en fonction de la concentration de dopage en Béryllium pour les échantillons InGaAs-BT dopés Be et recuits in-situ à 500°C pendant 1 h

En résumé, le dopage Béryllium permet effectivement d'augmenter légèrement la résistivité à la suite d'un recuit qui active le niveau accepteur induit par les dopants. Toutefois, la compensation du niveau donneur par les dopants ne permet guère d'atteindre des résistivités satisfaisantes pour une application d'antennes photoconductrices. Les mobilités obtenues après recuit restent quant à elles satisfaisantes. L'optimum est obtenu pour l'échantillon dopé Béryllium à 4.10^{17}cm^{-3} et recuit, où une résistivité de $5.10^{-2} \Omega.\text{cm}$ et une mobilité de $805 \text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ont été mesurées.

Les résultats sont comparables à ceux obtenus par Takazato et al. [57] pour les mêmes types de recuit. Toutefois, pour un recuit ex-situ supérieur à 600°C sous atmosphère de H_2 , des résistivités de quelques dizaines de $\Omega.\text{cm}$ ont été obtenues. Un recuit supérieur à 500°C pourrait donc potentiellement permettre d'atteindre des résistivités beaucoup plus satisfaisantes.

V.2- Echantillon InGaAs irradié par des ions Brome

Le tableau suivant dresse le bilan des mesures électriques effectuées sur l'échantillon irradié aux ions Brome. Rappelons que le matériau irradié est une couche de $1 \mu\text{m}$ d'InGaAs crue à une température standard (480°C).

Résistivité [4 pointes en ligne] ($\Omega.\text{cm}$)	3
Résistivité [4 pointes en carré] ($\Omega.\text{cm}$)	0,8
Mobilité ($\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$)	317
Concentration de porteurs (cm^{-3})	$2,6.10^{16}$ Type n

Tableau 15 : Mesures de la résistivité, de la mobilité et de la concentration des porteurs de la couche InGaAs irradié Br^+

La couche irradiée Brome présente une résistivité de l'ordre de l'unité. Une valeur de $3 \Omega.\text{cm}$ a été mesurée par la technique des 4 pointes alignées, alors que la technique des 4 contacts en carré a donné une mesure de $0,8 \Omega.\text{cm}$. Rappelons que suite à l'irradiation, seuls des défauts structuraux sont créés dans la couche, puisque les ions bombardés traversent toute la couche. De plus, la distribution volumique des défauts structuraux est homogène sur toute l'épaisseur de la couche active (voir Figure 26). Si la première mesure électrique de résistivité renseigne plutôt sur le comportement électrique en surface et la seconde renseigne de façon plus globale et volumique, cette différence peut s'expliquer par une meilleure qualité du contact électrique appliqué lors de la mesure des pointes en carré.

Une première conclusion peut donc être tirée concernant la comparaison entre les deux mesures de résistivité. Pour un matériau dont la distribution des défauts est homogène, ce qui

est le cas des couches irradiées et des couches crues à basse température, le fait que l'on obtienne des valeurs de résistivité par la première technique, plus élevées d'un facteur 2 ou 3 que celles obtenues par la seconde technique, est certainement dû à la qualité du contact déposé sur la couche. La technique des 4 pointes en ligne donne une information moins globale et moins intégrée de manière volumique que la technique des 4 contacts disposés en carré. Mais le dépôt préalable de contacts métalliques en carré réalisé pour le second type de mesure la rend plus fiable et donne une valeur moins élevée de résistivité. En outre, cette différence entre les deux mesures de résistivité pourrait s'expliquer par une conductivité en surface qui pourrait être différente de celle en volume pour laquelle le substrat peut contribuer.

Ensuite, le matériau irradié présente une mobilité de $317 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$, ce qui est relativement satisfaisant pour les applications visées. La couche présente un comportement de type n avec une concentration de porteurs libres de $2,6.10^{16} \text{ cm}^{-3}$, ce qui était attendu compte tenu de la nature des défauts créés (défauts structuraux). Les résultats électriques obtenus sont très semblables à ceux obtenus pour le même type de matériau par Mangeney et al. [72] qui avaient obtenu une résistivité de $3 \Omega.\text{cm}$ et une mobilité de $490 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$, sur des couches irradiées Brome.

Si la mobilité de ce type de matériau est satisfaisante, il résulte de ces mesures que la création de défauts structuraux par l'irradiation ne permet pas d'atteindre des résistivités élevées. De même que pour les couches basse-température, les défauts créés par l'irradiation forment un niveau de donneurs peu profond qui ne permet pas d'augmenter la résistivité de manière significative. Toutefois, en comparaison des couches basse-température, un facteur 10 est gagné sur la résistivité suite à l'endommagement de la couche active par l'irradiation.

V.3- Echantillons InGaAs implantés par des ions Hydrogène

Le Tableau 16 dresse le bilan des mesures électriques obtenues sur les échantillons implantés par des ions hydrogène puis recuits. Le matériau implanté est une couche de $1 \mu\text{m}$ d'InGaAs crue à température standard.

Température de recuit ($^{\circ}\text{C}$)	/	400	450	500	550
Résistivité [4 pointes en ligne] ($\Omega.\text{cm}$)	0,33	5,13	5,16	1,53	0,3
Résistivité [4 pointes en carré] ($\Omega.\text{cm}$)	0,11	1,56	1,32	0,51	0,09
Mobilité ($\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$)	256	86	69	202	146
Concentration de porteurs (cm^{-3})	$2,3.10^{17}$ Type n	$4,7.10^{16}$ Type n	$6,9.10^{16}$ Type n	$6,1.10^{16}$ Type n	$4,7.10^{17}$ Type n

Tableau 16 : Mesures de la résistivité, de la mobilité et de la concentration des porteurs des couches InGaAs implantées H^+ (avec recuits)

D'après ces mesures, l'échantillon non recuit présente une résistivité proche du matériau intrinsèque ($0,11 \Omega\cdot\text{cm}$). L'opération de recuit à 400°C permet d'atteindre une résistivité de $1,56 \Omega\cdot\text{cm}$. Les résistivités conservent des valeurs de l'ordre de l'unité et puis décroissent avec la température du recuit. Il est donc confirmé d'après ces résultats que le recuit active les ions introduits dans la couche semi-conductrice. Toutefois, un recuit à température trop élevée provoque une diffusion trop importante de ces ions et la résistivité chute alors. Les niveaux de défauts créés par l'implantation sont donc peu profonds et restent proches de la bande de conduction, formant un matériau de type n avec des concentrations relativement élevées de porteurs libres ($\sim 10^{17} \text{cm}^{-3}$). En comparaison des couches irradiées Brome (pour lesquelles la concentration en défauts structuraux est plus importante), la résistivité après recuit des couches implantées hydrogène est plus élevée d'un facteur 2. On peut en déduire que ce sont les défauts liés à la présence d'ions activés électriquement qui contribuent à l'augmentation de la résistivité. Un niveau d'accepteurs est donc formé par la présence des ions H^+ et ce niveau permet de compenser légèrement le niveau de donneurs lié aux défauts structuraux. Toutefois ce niveau d'accepteurs induit reste relativement superficiel. La présence des ions influe également sur la mobilité des porteurs. On observe qu'avant le recuit, la mobilité reste relativement bonne ($256 \text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$) et comparable à celle obtenue pour les couches irradiées Brome. Le recuit rendant actifs les ions implantés, conduit à une baisse considérable de la mobilité. Les valeurs restent cependant assez satisfaisantes avec notamment $86 \text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ pour le recuit à 400°C . Ces résultats peuvent être comparés avec des matériaux InGaAs **irradiés** par des protons H^+ [52]. Il apparaît que les matériaux irradiés par des ions Hydrogène présentent des résistivités tout à fait semblables pour des doses équivalentes ($0,3 \Omega\cdot\text{cm}$) mais que les mobilités obtenues sont bien supérieures ($2500 \text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$). L'implantation ne permet que d'obtenir une résistivité légèrement meilleure du fait de la présence d'ions dans la couche active qui forment un niveau très superficiel d'accepteurs. Mais cette concentration d'ions est contre-productive puisqu'elle implique une chute assez importante de la mobilité. Le gain en résistivité obtenu par l'implantation est donc trop peu satisfaisant compte tenu de la baisse de mobilité qu'elle implique.

La Figure 34 présentant l'évolution des résistivités et de la mobilité en fonction de la température de recuit, permet de dégager une température de recuit optimale pour un bon compromis entre la résistivité et la mobilité. Il en résulte qu'un recuit entre 450°C et 500°C serait optimal. Toutefois, la résistivité constituant le paramètre le plus important, le recuit à 400°C constitue l'échantillon le plus performant.

Les courbes de résistivité et de mobilité en fonction de la température de recuit montrent que le recuit active les défauts ionisés liés à l'implantation, qui tendent à compenser le niveau donneur de défauts structuraux induit par l'endommagement cristallin. Cette activation des défauts par le recuit explique la légère augmentation de la résistivité qui s'accompagne d'une baisse de la mobilité. Toutefois, on observe qu'un recuit à une température trop élevée (450°C) tend à faire diffuser les défauts ionisés et donc à faire rechuter la résistivité et augmenter la mobilité. Mais les faibles valeurs de résistivité obtenues impliquent que le niveau de défauts formé par l'implantation reste très superficiel (ou peu profond) et ne permet qu'une légère compensation de la concentration en porteurs libres.

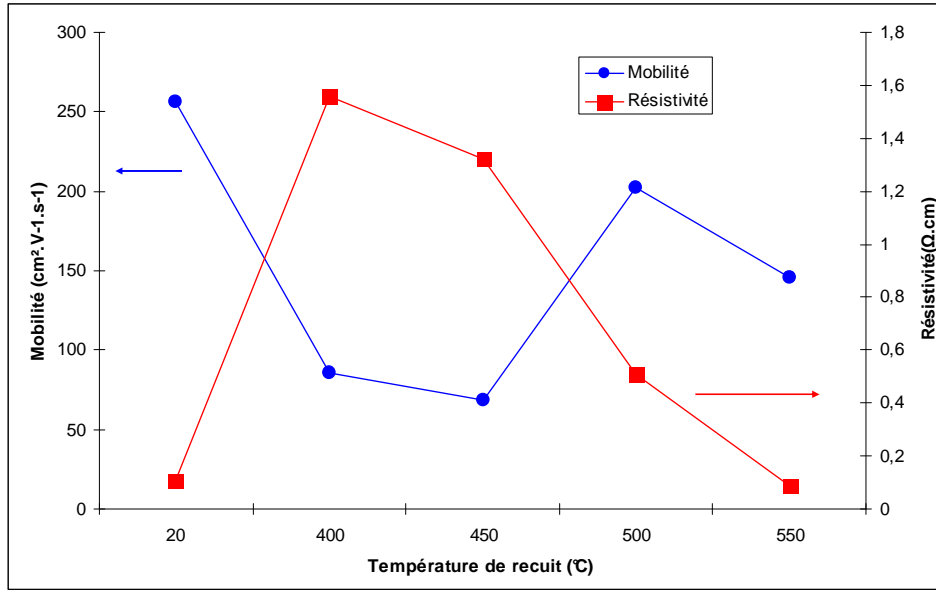


Figure 34 : Evolution de la résistivité et de la mobilité des couches implantées H⁺ suivant la température de recuit

Enfin, la différence d'un facteur 3 obtenue entre les deux mesures de résistivité confirme l'hypothèse selon laquelle la première technique de mesure renseigne sur un comportement plutôt en surface de la couche. Tandis que l'autre technique donne une information plus intégrée dans le volume de la couche. Cela confirme également que le contact électrique est de meilleure qualité pour le deuxième type de mesure qui donne donc une valeur plus proche de la réalité.

V.4- Echantillons InGaAs implantés par des ions Fer

Les mesures électriques effectuées sur les échantillons de la couche InGaAs implantée par des ions Fer sont répertoriées sur le tableau suivant.

Température de recuit (°C)	/	400	420	450	480	500
Résistivité [4 pointes en ligne] (Ω.cm)	/	179	36	25	53	10
Résistivité [4 pointes en carré] (Ω.cm)	463	460	442	178	210	453
Mobilité (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	38	82	37	21	13	41
Concentration de porteurs (cm ⁻³)	3,5.10 ¹⁴ Type n	1,7.10 ¹⁴ Type n	3,8.10 ¹⁴ Type n	1,7.10 ¹⁵ Type n	2,7.10 ¹⁶ Type n	3,3.10 ¹⁴ Type n

Tableau 17 : Mesures de la résistivité, de la mobilité et de la concentration des porteurs des couches InGaAs implantées Fe⁺ (avec recuits)

De prime abord, il est très intéressant de remarquer que les résistivités mesurées par la méthode dite plus surfacique sont, pour ces échantillons implantés Fer, moins élevées que celles mesurées par la méthode dite plus intégrée en volume. Ceci peut s'expliquer en analysant les distributions volumiques des défauts créés par l'implantation. En effet, rappelons que pour toutes les couches fabriquées lors de ce projet (couches basse-température, irradiées Brome, implantées Hydrogène et Fer), les défauts structuraux (antisites, interstitiels et lacunes) présentent une distribution volumique homogène tout le long de la couche. Pour le cas des couches implantées, la présence des ions introduits dans la couche constitue la source d'un autre type de défauts et la distribution volumique de ces impuretés n'est pas homogène le long de la couche. La Figure 28 (b) donnant la distribution des ions Fer implantés dans la couche montre que les ions incorporés ne sont massivement présents qu'à partir de 400 μm en profondeur de la surface. Il est donc logique que la mesure par la seconde technique donne une mesure plus élevée de la résistivité. En comparaison avec les autres matériaux, on peut en déduire que ce sont bien les ions introduits qui contribuent de façon prépondérante à l'augmentation de la résistivité. Les ions Fer implantés sont donc à l'origine d'un niveau d'accepteurs profonds qui compense le niveau de donneurs induit par les défauts structuraux de type antisites et interstitiels.

Ensuite, pour l'échantillon non recuit, une résistivité de 460 $\Omega\cdot\text{cm}$ a été obtenue. L'implantation permet donc d'augmenter de trois ordres de grandeur la résistivité par rapport aux autres couches, ce qui est relativement satisfaisant. On observe que les recuits ne permettent guère d'augmenter la résistivité, même si l'ordre de grandeur de la centaine de $\Omega\cdot\text{cm}$ est conservé. En revanche, un recuit à 400°C augmente la mobilité des porteurs (82 $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$), ce qui peut être expliqué par un réarrangement cristallin lors de cette opération. Les recuits à température plus élevée ne permettent d'augmenter ni la résistivité ni la mobilité. C'est pourquoi l'échantillon de choix pour un bon compromis mobilité-résistivité est le recuit à 400°C. Cette conclusion est clairement mise en évidence sur la courbe de la Figure 35 représentant l'évolution de la résistivité et de la mobilité en fonction des températures de recuit.

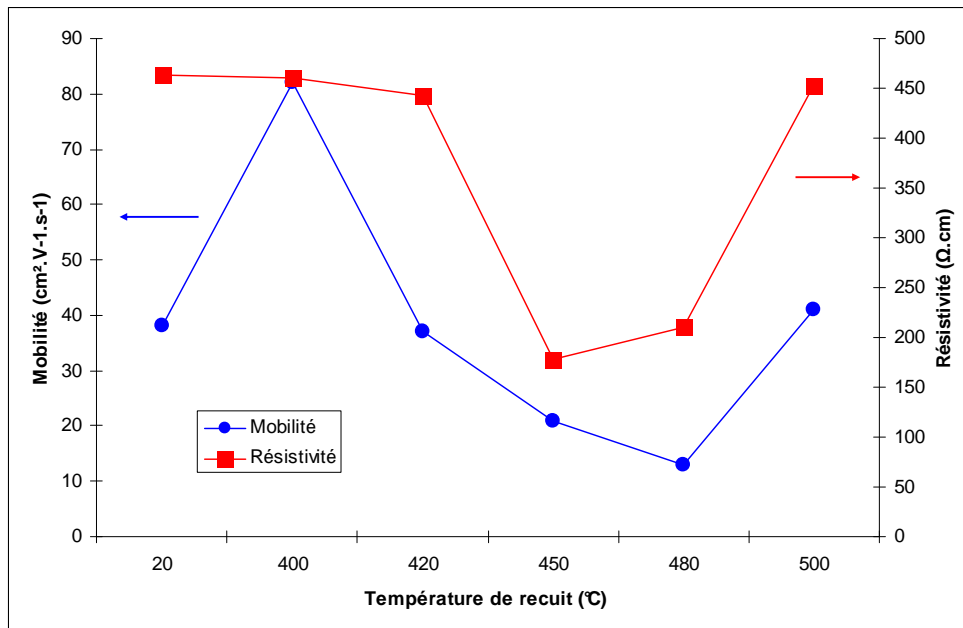


Figure 35 : Evolution de la résistivité et de la mobilité des couches implantées Fe^+ suivant la température de recuit

De nombreux travaux ont été effectués sur l'introduction d'ions Fer dans les couches InGaAs. Il en ressort que les ions Fer introduits forment un niveau d'accepteurs profonds, que l'introduction soit réalisée par dopage [59], ou par implantation [61], [63], [65]. Ce niveau profond présente une énergie d'activation de 0,35 eV [61], [65], et se situe donc vers le milieu de la bande interdite. Il forme ainsi des centres de recombinaison pour les porteurs. Les bonnes valeurs de résistivité obtenues s'expliquent par une compensation de la concentration des porteurs libres par ces accepteurs profonds.

La courbe de résistivité en fonction de la température de recuit obtenue est similaire à certains travaux déjà effectués [61], [65]. Elle présente une première phase où la résistivité est constante, une chute de résistivité à partir d'une certaine température de recuit, puis une troisième phase de remontée. La résistivité de l'échantillon non recuit est élevée, ce qui montre que les ions sont déjà actifs électriquement suite au procédé d'implantation. Ils n'ont donc pas besoin d'être activés et forment un niveau d'accepteurs profonds. Les recuits à 400°C et 420°C n'altèrent pas de manière significative la résistivité mais une chute spectaculaire de résistivité a lieu à partir de 450°C puis la résistivité remonte à 500°C. L'implantation d'ions crée des défauts complexes permettant d'atteindre de bonnes résistivités. Ces défauts compensent la concentration élevée de porteurs libres. A partir d'une certaine température de recuit, la diffusion de ces défauts devient effective et tend à faire augmenter la concentration des porteurs et donc à faire chuter la résistivité. La compensation est alors moins efficace. Les défauts profonds sont alors en cours de désactivation. Lorsque la température de recuit augmente encore, la diffusion des défauts ionisés dans le matériau tend à faire migrer ceux-ci vers des sites substitutionnels. Les ions Fer passent alors de défauts profonds à défauts de substitution. Ils se logent sur les sites des éléments III (généralement l'indium), ce qui permet d'obtenir alors une compensation à nouveau effective. Ce type d'explication est appuyé par les travaux de Carmody et al. [61], Subramanian et al. [65], ou encore Pearton [66].

L'implantation aux ions Fer permet donc de concevoir un bon matériau en termes de résistivité et de comportement électrique. Les bonnes résistivités obtenues sont confirmées par les concentrations de porteurs libres qui sont faibles comparativement aux autres matériaux. Le matériau a un comportement de type n avec des concentrations de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} . Les résultats obtenus sont semblables aux résultats présentés par Carmody et al. [61] et Subramanian et al. [65] pour des matériaux implantés Fer, dont les résistivités obtenues sont de quelques centaines de $\Omega \cdot \text{cm}$ et les mobilités de quelques dizaines de $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Toutefois, des recuits supérieurs à 600°C peuvent permettre d'atteindre des mobilités de l'ordre de 1000 $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, mais au détriment de la résistivité.

Enfin, les résultats obtenus peuvent être comparés à ceux obtenus par Fekecs et al. [81] sur des matériaux quaternaires InGaAsP, dont l'implantation d'ions Fer a été réalisée avec des paramètres semblables et également à une température de 83 K. Une meilleure résistivité (1200-2500 $\Omega \cdot \text{cm}$), ainsi qu'une meilleure mobilité (400 $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) sont obtenues en raison de la nature du matériau utilisé. En effet, comme il a été dit au chapitre 1 paragraphe III-4, lors de la fabrication du quaternaire, la quantité de phosphore introduite permet une flexibilité sur le gap du matériau et donc un gain de résistivité peut être réalisé. L'effet de la température d'implantation (à froid 83 K ou à l'ambiante 300 K) n'est à l'heure actuelle pas bien expliqué. Toutefois, sur les matériaux ternaires InGaAs, les travaux de Subramanian et al., ainsi que les résultats obtenus ici avec une implantation à froid (83 K), en comparaison de ceux obtenus par Carmody et al. pour une implantation à température ambiante, montrent qu'une meilleure résistivité est obtenue pour un matériau implanté à froid. Selon l'équipe de Subramanian, une

implantation à l'ambiante ne produit qu'un niveau d'accepteurs peu profond (0,09 eV), tandis que l'implantation à froid produit un niveau profond (0,35 eV), ce qui expliquerait cet écart. Il est supposé que l'implantation à froid tend à créer des défauts plus complexes, du type de ceux créés lors d'un dopage. Lors de l'implantation, les collisions atomiques et électroniques provoquent un échauffement du matériau, ce qui provoque une sorte de recuit « in-situ ». A froid, ce recuit serait limité et ne serait donc pas un obstacle à la formation de défauts profonds.

VI - Conclusion

Les couches d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ intrinsèque présentent des résistivités trop faibles et des temps de vie trop longs pour constituer des matériaux efficaces pour la photocommutation ultrarapide. Afin d'augmenter la résistivité et de réduire le temps de vie, il est nécessaire d'introduire des défauts dans le matériau intrinsèque. Dans cette optique, il a été proposé dans le cadre du projet de thèse de fabriquer plusieurs types de matériau.

La croissance EJM de couches d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ à basse température avec un excès d'Arsenic permet de former des défauts structuraux de type antisites et interstitiels par l'élément V Arsenic et des lacunes en éléments III Indium et Gallium. Ces défauts occasionnent la création d'un niveau de donneurs. Les résultats des mesures électriques ont montré que ce niveau était superficiel et proche de la bande de conduction, et ce même après un recuit in-situ sous pression d'Arsenic. Les résistivités obtenues restent beaucoup trop faibles (0,01 $\Omega\cdot\text{cm}$). Pour compenser la concentration élevée de porteurs libres et ainsi gagner en résistivité, une série de croissances de couches basse-température dopées au Béryllium a été entreprise. Le dopage induit la formation d'un niveau d'accepteurs qui pourrait compenser le niveau de donneurs superficiels lié aux défauts structuraux. L'ajustement de la concentration en dopants s'avère délicate et les résultats des mesures électriques ont montré une très faible augmentation de la résistivité après recuit (0,1 $\Omega\cdot\text{cm}$). Contrairement au GaAs-BT, l' InGaAs-BT est très peu résistif, ce qui s'explique par la superficialité des niveaux de pièges créés lors de la croissance, ce qui est une conséquence de la plus faible valeur du gap (0,8 eV contre 1,5 eV).

Une deuxième méthode utilisée dans ce projet pour introduire des défauts est l'irradiation par des ions Brome de couches d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ fabriquées à température standard. L'irradiation a pour effet d'endommager le réseau cristallin du semi-conducteur et donc de créer des défauts structuraux. Ce matériau a montré une résistivité légèrement plus élevée que les couches BT (~1 $\Omega\cdot\text{cm}$). Cette valeur reste malgré tout faible pour les applications souhaitées. L'irradiation, comme la croissance à basse température, engendre la formation d'un niveau de donneurs induit par les défauts structuraux créés. Dans les deux cas, il a été observé une relativement faible résistivité et une concentration de porteurs libres élevée. Si ce type de niveau créé peut permettre de réduire le temps de vie des porteurs par piégeage, il est trop peu profond pour réduire de manière tangible la conductivité à l'obscurité.

La troisième technique de fabrication de matériaux adaptés à la photocommutation à 1,55 μm consiste en l'implantation d'ions, l'une avec des ions H^+ et l'autre avec des ions Fe^+ . De même que pour l'irradiation, l'implantation engendre des défauts structuraux par collision des ions avec les atomes du réseau cristallin. Alors, le même type de niveau de pièges est créé, c'est-à-dire un niveau de donneurs superficiel. Mais à la différence de l'irradiation, les ions bombardés sont stoppés à l'intérieur de la couche active. Il en résulte, après un éventuel recuit

permettant l'activation électrique de ces ions, l'apparition d'un niveau d'accepteurs. Pour le cas de l'implantation d'ions Hydrogène, ce niveau d'accepteurs compense en partie le niveau de donneurs mais de manière très insuffisante. On obtient au mieux une résistivité de 1,5 $\Omega\cdot\text{cm}$. Pour le cas de l'implantation Fer, le niveau d'accepteurs induit par la présence des impuretés dans le volume de la couche active, est profond et compense ainsi de manière efficace le niveau superficiel d'accepteurs. On obtient une résistivité de l'ordre de 400 $\Omega\cdot\text{cm}$. Du point de vue de la résistivité, la couche implantée Fer constitue donc le meilleur candidat pour la génération de signaux THz.

Hormis le matériau implanté Fer, les couches fabriquées présentent toute une mobilité convenable (de 100 $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ pour l'implantée Hydrogène à 4000 $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ pour certaines couches Basse-Température). Le gain en résistivité de la couche implantée Fer s'accompagne donc hélas d'une baisse de la mobilité (au mieux 80 $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$). La difficulté de la fabrication du matériau optimal réside donc dans un compromis résistivité-mobilité. Le matériau présentant les propriétés électriques optimales pour le THz reste malgré tout l'implanté Fer recuit à 400°C. Notons que pour les couches implantées, la température du recuit exerce une grande influence sur les propriétés électriques. La température optimale s'obtient par une méthode empirique systématique.

Les propriétés électriques des matériaux fabriqués caractérisées dans cette partie ne constituent pas les seuls paramètres importants pour la fabrication d'antennes photoconductrices. Le chapitre suivant est consacré à la caractérisation des propriétés optiques des matériaux. Le temps de vie des porteurs, qui constitue un paramètre de grande importance ainsi que les coefficients d'absorption des couches, ont été l'objet des études rapportées dans le chapitre 3. Ces études pourront également apporter des informations complémentaires pour la description du comportement des matériaux fabriqués en les confrontant aux mesures électriques reportées précédemment.

Chapitre 3 Caractérisation optique des matériaux fabriqués

I - Mesure des temps caractéristiques des porteurs par mesure de réflexion et transmission résolue en temps

Comme il a été dit au chapitre 1 paragraphe II-3, le temps de vie des porteurs libres dans les matériaux fabriqués constitue un paramètre essentiel pour l'optoélectronique ultrarapide. Afin de mesurer ces temps caractéristiques, une expérience de type pompe-sonde optique résolue en temps a été mise en œuvre. Elle consiste en la mesure des variations temporelles des coefficients de réflexion et de transmission du matériau, induites par la création de porteurs libres engendrée par l'absorption optique d'un faisceau laser de pompe. Ces variations sont mesurées au moyen d'un second faisceau optique, dit de sonde.

I.1-Description qualitative de l'expérience

La mise en œuvre de l'expérience est illustrée sur la Figure 36.

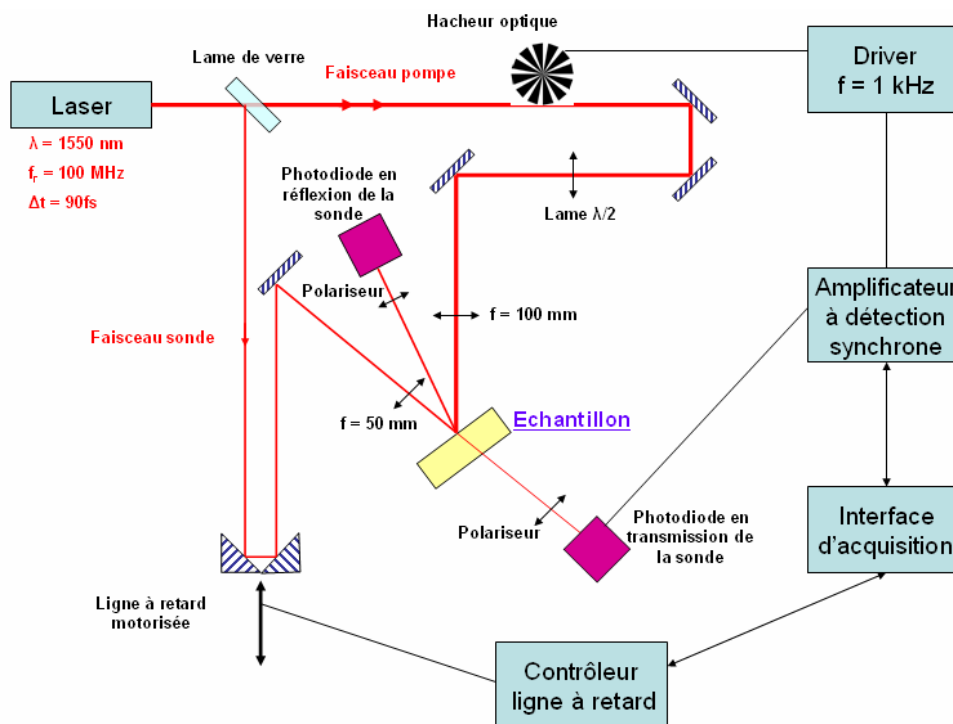


Figure 36 : Schéma du montage expérimental de mesure de temps caractéristiques de porteurs par variation des coefficients de réflexion et de transmission résolue en temps

L'expérience mise en œuvre est une expérience de type pompe-sonde tout optique résolue en temps [96]. Le faisceau laser incident est séparé en deux faisceaux au moyen d'une lame de verre. Ainsi, environ 5% de la puissance initiale réfléchiée sur la lame de verre constitue le faisceau de sonde et environ 95% de la puissance du faisceau incident est transmise après traversée de la lame de verre, constituant ainsi le faisceau de pompe.

Ce faisceau de pompe est modulé par un hacheur optique (ou chopper) puis vient éclairer l'échantillon semi-conducteur à caractériser. Le faisceau est focalisé sur l'échantillon avec une lentille de focale 10 cm. La pompe crée ainsi sur la zone du spot de focalisation une densité de porteurs de charge (électrons et trous) proportionnelle à la puissance optique, par le phénomène d'absorption. Cette création de photoporteurs va induire pour le matériau une modification de son indice de réfraction et de son absorption. L'indice et l'absorption étant modifiés, les coefficients de réflexion et de transmission vont l'être également.

Afin de mesurer cette variation temporelle des coefficients de réflexion et de transmission, le faisceau sonde de puissance très faible devant la pompe, passe dans une ligne à retard optique. Puis, il est focalisé exactement à l'endroit du spot de création des porteurs par la pompe, avec une lentille de focale 5 cm, plus faible que celle de la pompe. Le faisceau sonde doit en effet éclairer l'échantillon sur une zone entièrement recouverte par la zone où la densité des porteurs a été créée par la pompe. La puissance du faisceau sonde réfléchi sur l'échantillon et celle du faisceau sonde transmis sont alors mesurées au moyen de photodiodes. La ligne à retard optique motorisée permet de déplacer temporellement l'impulsion optique de sonde par rapport à l'impulsion de pompe. Il est ainsi possible de lire pas à pas dans le temps la modification du coefficient de réflexion et du coefficient de transmission de l'échantillon semi-conducteur. L'expérience est donc résolue temporellement.

Remarquons que le faisceau sonde et l'échantillon sont disposés de façon à ce que le faisceau sonde incident arrive quasiment à incidence normale sur l'échantillon (en fait avec un angle de 5° de façon à pouvoir séparer les faisceaux incident et réfléchi).

Dans cette configuration, une partie du signal de pompe est diffusée par le matériau. Cette diffusion peut venir perturber la mesure qui est très sensible. De plus, le substrat d'InP étant transparent à $1,55 \mu\text{m}$, les allers-retours du signal de pompe aux interfaces de l'échantillon peuvent provoquer un phénomène d'interférences avec la sonde, qui a été observé lors des premières expériences. Pour surmonter ces problèmes, une lame demi-onde est placée sur le trajet du faisceau de pompe, afin de croiser sa polarisation. Ainsi, le faisceau de pompe est en mode TM et le faisceau de sonde en mode TE. A l'aide d'un polariseur placé devant chaque photodiode et orienté de façon à ne recueillir que les polarisations en mode TE, la lumière issue de la diffusion sur le matériau du signal de pompe est en grande partie coupée, et le rapport signal sur bruit de la mesure est ainsi amélioré. De plus, l'échantillon est placé à l'angle de Brewster par rapport à l'incidence de la pompe, ce qui permet de minimiser la réflexion sur l'échantillon de la pompe qui est en mode TM.

Enfin, l'acquisition des mesures s'effectue par l'intermédiaire d'un système d'amplification à détection synchrone. Le signal reçu par les photodiodes y est amplifié et une bonne partie du bruit y est éliminée par des filtres passe-bande centrés autour de la fréquence de modulation du hacheur optique, qui a préalablement modulé le faisceau pompe. Le signal de sortie de la détection synchrone est recueilli au moyen d'une interface GPIB connectée au contrôleur de la ligne à retard optique. Ainsi, une mesure est effectuée à chaque pas de déplacement de la ligne à retard, ce qui donne finalement l'évolution temporelle du signal reçu.

Les signaux obtenus constituent donc les variations temporelles des coefficients de réflexion et de transmission de l'échantillon, engendrées par l'excitation de la pompe. Il est ainsi possible d'évaluer le comportement dynamique des porteurs de charge dans le matériau.

Une photographie de l'expérience est proposée sur la Figure 37.

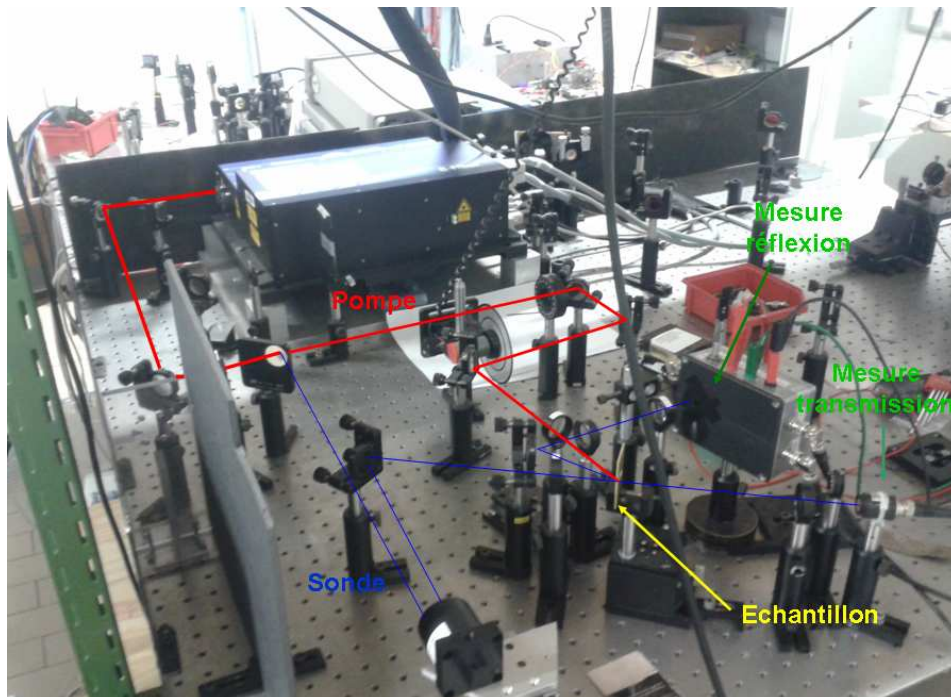


Figure 37 : Montage de l'expérience pompe-sonde optique de mesure des variations temporelles des coefficients de réflexion et de transmission

I.2-La source laser

La source laser utilisée pour réaliser ces expériences est un laser à fibre dopée Erbium à blocage de modes passif déclenché par un absorbant saturable. Il s'agit du modèle C-Fiber A fabriqué par la société MenloSystems. Ce type de lasers émet des impulsions femtoseconde à une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ et présente de nombreux avantages pour un grand nombre d'applications, scientifiques ou industrielles. Parmi ces avantages, on peut retenir sa compacité, sa fiabilité, sa stabilité et sa facilité d'utilisation (mise en fonctionnement presse-bouton). Ces caractéristiques, en plus de la possibilité d'utiliser des sorties fibrées, sont autant d'atouts dans la perspective d'intégrer des systèmes THz embarqués et commercialisables. La photo de la Figure 38 permet de rendre compte effectivement de la compacité d'un tel système laser femtoseconde.



Figure 38 : Laser MenloSystems C-Fiber A

Le système dispose de deux sorties fibrées et deux sorties en espace libre. La puissance moyenne totale délivrée par les sorties en espace libre peut atteindre 400 mW. Les impulsions gaussiennes délivrées par le laser sont émises à un taux de répétition de 100 MHz, avec une largeur temporelle totale à mi-hauteur de 90 fs. La longueur d'onde centrale d'émission est de 1550 nm. Les illustrations suivantes, représentant une figure d'autocorrélation des impulsions (Figure 39) et le spectre optique (Figure 40), fournis par le constructeur, permettent d'évaluer la durée des impulsions et la largeur spectrale du laser.

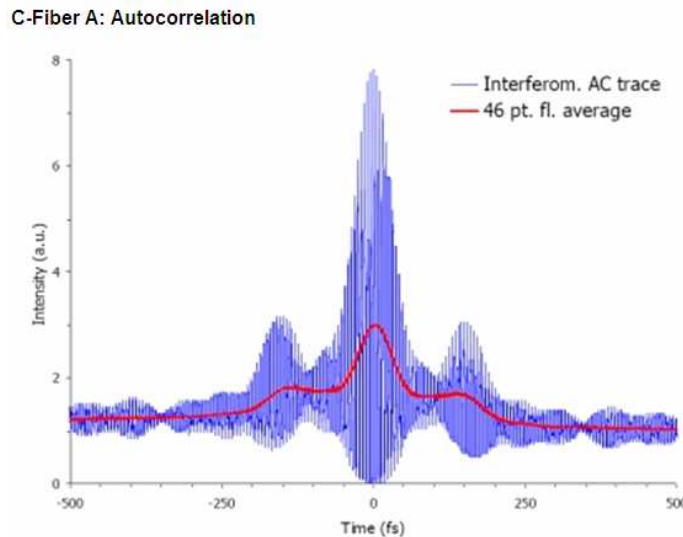


Figure 39 : Figure d'autocorrélation des impulsions laser fournies par le C-Fiber A – Figure extraite du site www.menlosystems.com

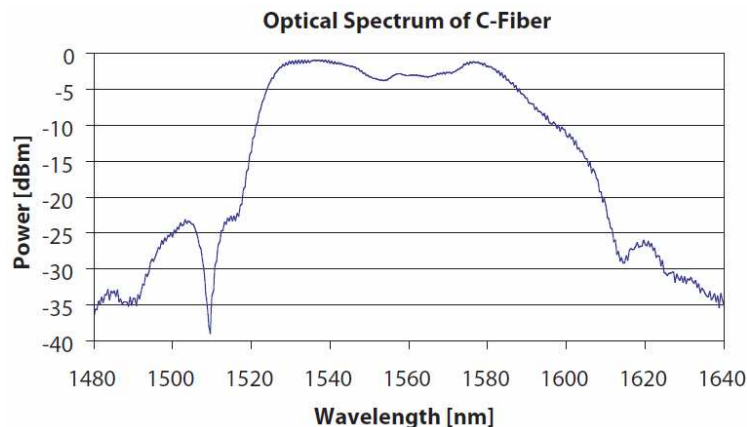


Figure 40 : Spectre optique des faisceaux laser fournis par le C-Fiber A – Figure extraite du site www.menlosystems.com

On peut remarquer que si la durée des impulsions est d'environ 90 fs, un phénomène d'étalement temporel a lieu sur une durée d'environ 400 fs avec toutefois seulement un cinquième environ de la puissance maximale. Ensuite, on observe que le spectre est centré à 1560 nm avec une largeur spectrale à -20 dB d'environ 90 nm. Cette largeur spectrale est donc assez importante pour y prêter attention lors de l'utilisation du laser. En particulier, les coefficients d'absorption des matériaux utilisés varient de façon monotone avec la longueur d'onde autour de 1,55 μm . Une bande passante large du laser peut donc induire des différences assez conséquentes sur les absorptions optiques suivant les matériaux utilisés.

Enfin, une expérience de caractérisation du faisceau laser a été menée en vue d'extraire notamment la taille du waist ainsi que la divergence du faisceau. Il a été obtenu un waist de $900 \mu\text{m}$ à environ 1m de la sortie du laser et une divergence de $0,5 \text{ mrad}$.

Les paramètres laser retenus sont donc les suivants :

- $f_r = 100 \text{ MHz}$
- $\Delta t = 90 \text{ fs}$
- $\lambda = 1,56 \mu\text{m} \pm 45 \text{ nm}$
- $P_{\text{moy}} < 400 \text{ mW}$
- $w_0 = 900 \mu\text{m}$
- $\theta = 0,5 \text{ mrad}$

I.3- Description phénoménologique de l'expérience

I.3.1- Impulsions gaussiennes en limite de Fourier

Afin de décrire mathématiquement le comportement du système, il est utile de présenter en premier lieu la description des impulsions du laser. Les impulsions optiques fournies par le laser sont supposées gaussiennes. Présentons d'abord la puissance temporelle $P(t)$ d'une impulsion laser, qui constitue l'information reçue par les photodiodes. En normalisant l'amplitude complexe $\psi(t)$ d'une impulsion, il vient :

$$P(t) = \psi(t)\psi^*(t) \quad (\text{Equation 3. 1})$$

Avec une impulsion gaussienne de largeur totale à mi-hauteur Δt et de puissance crête P_c , la puissance temporelle $P(t)$ d'une impulsion s'écrit également :

$$P(t) = P_c \exp\left(-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta t} t\right)^2\right) \quad (\text{Equation 3. 2})$$

En appelant $\varphi(t)$ la phase temporelle d'une impulsion, l'amplitude complexe d'une impulsion peut s'écrire :

$$\psi(t) = A(t)e^{i\varphi(t)} \quad (\text{Equation 3. 3})$$

$A(t)$ est la fonction temporelle décrivant l'enveloppe électrique de l'impulsion. En faisant l'hypothèse d'une impulsion en limite de Fourier, c'est-à-dire d'une impulsion qui n'est pas soumise aux effets de dispersion et de non-linéarité, la phase $\varphi(t)$ vaut :

$$\varphi(t) = \omega t + \Phi \quad (\text{Equation 3. 4})$$

Où Φ est un terme constant de déphasage et ω la pulsation de la porteuse.

Dans cette description des impulsions, les termes de propagation ne sont pas explicités car on fait l'hypothèse d'une parfaite coïncidence spatiale entre les impulsions pompe et les

impulsions sonde. Toutes les dépendances spatiales du terme de phase et de l'enveloppe électrique des impulsions ne sont donc pas exprimées.

I.3.2- Variation temporelle des coefficients de réflexion et de transmission

Lorsque l'impulsion pompe vient éclairer l'échantillon, des paires électrons-trous sont générées au sein du semi-conducteur. Le niveau de la bande de conduction se peuple de manière instantanée lorsque les photons pompe sont absorbés. Cela induit pour le matériau une modification de son indice n et de son absorption optique α . Le niveau de la bande de conduction se remplissant, l'absorption optique sature et donc le coefficient d'absorption α diminue [42], [52]. Ensuite, lorsque la puissance de l'impulsion pompe atteint son maximum, le niveau de la bande de conduction est peuplé au maximum et donc les puissances transmises et réfléchies de la sonde atteignent également un extremum puisque l'absorption optique est saturée.

Lors de la phase de décroissance de la puissance de l'impulsion pompe, les photoporteurs générés entrent dans une phase de relaxation. Cette relaxation des porteurs peut être exprimée par une fonction $\eta(t)$ normalisée. Généralement, ce phénomène de relaxation des porteurs, est plus long que la demi-durée des impulsions lasers. Alors, la réponse temporelle de la variation du coefficient d'absorption $\Delta\alpha(t)$ est reliée au produit de convolution de l'impulsion pompe $I_p(t)$ et de la relaxation des porteurs $\eta(t)$ [42]:

$$\Delta\alpha(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(t-t') I_p(t') dt' \quad (\text{Equation 3. 5})$$

L'impulsion de sonde $I_s(t-\tau)$ possède un retard variable τ sur l'impulsion pompe. La puissance de la sonde est mesurée après réflexion et après transmission sur l'échantillon. Les variations temporelles des coefficients de réflexion $\Delta R(t)$ et de transmission $\Delta T(t)$ résultent donc du produit de convolution de l'impulsion sonde et de la variation du coefficient d'absorption (et de la variation d'indice qui découle de la variation d'absorption, ce qui sera explicité dans la suite de l'étude) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta R(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta\alpha(t) I_s(t-\tau) dt \\ \Delta T(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta\alpha(t) I_s(t-\tau) dt \end{array} \right. \quad (\text{Equations 3. 6})$$

Il résulte des équations 3.5 et 3.6, par commutativité du produit de convolution, que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta R(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(t-t')C(t')dt' \\ \Delta T(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(t-t')C(t')dt' \end{array} \right. \quad (\text{Equations 3. 7})$$

Où $C(t)$ est la fonction de corrélation entre les impulsions de la pompe et de la sonde :

$$C(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_p(t-t')I_s(t')dt' \quad (\text{Equation 3. 8})$$

Les signaux mesurés résultent donc du produit de convolution de la fonction de corrélation des impulsions et de la fonction normalisée $\eta(t)$ qui régit le comportement dynamique des porteurs de charge. Les dynamiques des porteurs et donc leur durée de vie peuvent donc être évaluées à partir des variations temporelles des puissances recueillies en réflexion et en transmission de la sonde.

➤ **Remarque**

Remarquons que lors des premières expériences, il apparaissait une figure d'interférences lors de la coïncidence temporelle des impulsions de la pompe et de la sonde. Ce phénomène est provoqué par la corrélation des deux impulsions après des réflexions sur les interfaces. L'expression du produit de convolution présenté ci-dessus a donc été vérifiée expérimentalement. Mais ce phénomène d'interférences est perturbateur pour la mesure. En effet, si l'on observe des interférences au niveau des photodiodes, c'est qu'une partie du signal de pompe est reçue par elles, du fait de la diffusion du faisceau de sonde sur l'échantillon. Or on ne souhaite mesurer que le signal issu de la sonde. C'est pourquoi les composants optiques permettant le contrôle des polarisations ont été placés sur le montage optique, afin de discriminer le signal diffusé de la pompe (voir Figure 36).

II - Principes physiques mis en jeu et modèles

L'impulsion de pompe induit une modification de l'indice et du coefficient d'absorption du semi-conducteur. Cette variation est provoquée par la création instantanée de paires électrons-trous et donc par un peuplement du niveau de la bande de conduction par des électrons et un peuplement de la bande de valence par des trous. Le but de l'expérience est d'évaluer la dynamique des porteurs de charge photogénérés à travers la fonction temporelle de relaxation des porteurs $\eta(t)$.

II.1- Modèle de Drude pour l'expression des coefficients de réflexion et de transmission

Dans le cadre du modèle de Drude, dont les hypothèses et les conséquences ont été rappelées au chapitre 1 paragraphe II-2, l'expression de la permittivité relative d'un semi-conducteur soumis à une onde électromagnétique de pulsation ω est donnée par la relation suivante, déduite des équations de Maxwell :

$$\epsilon_{r,eff}(\omega) = \epsilon_r + \frac{\omega_p^2}{-\omega^2 + j\frac{\omega}{\tau}} \quad (\text{Equation 3. 9})$$

Le modèle de Drude est particulièrement approprié pour des couches à base d'InGaAs, car ce sont des matériaux à forte conductivité. Rappelons que le modèle de Drude est à la base utilisé pour la description du comportement des métaux. Cette dernière expression est donc proche de la réalité, d'autant plus qu'elle reste valable dans le cadre du modèle de Sommerfeld qui décrit la conduction électrique dans les métaux, en se basant sur le comportement des électrons dans des puits de potentiel.

Il faut bien remarquer que l'expression de la permittivité relative en fonction de ω tient compte de la réponse au champ électrique des électrons liés (électrons de cœur) et des électrons libres de conduction. Le terme ϵ_r représente la permittivité relative du matériau soumis à une onde électromagnétique de fréquence infinie, c'est-à-dire à une fréquence pour laquelle les électrons de conduction ne peuvent plus répondre aux variations rapides du champ électrique et où seule la contribution des électrons de cœur subsiste. Dans le modèle de Drude, le terme τ représente le temps moyen entre les collisions successives d'un électron du gaz d'électrons libres. Il est appelé temps de collision ou encore temps de vol moyen. Le terme ω_p correspond à la fréquence plasma du gaz d'électrons, il est donné par la relation :

$$\omega_p^2 = \frac{Nq_e^2}{\epsilon_0 m} \quad (\text{Equation 3. 10})$$

Où N est la densité de porteurs libres et m représente leur masse effective. ϵ_0 et q_e désignent respectivement la permittivité diélectrique du vide et la charge élémentaire de l'électron. Remarquons immédiatement que la permittivité relative du semi-conducteur dépend donc linéairement de la densité de porteurs libres. En décomposant parties réelle et imaginaire de l'expression de la permittivité relative, il vient :

$$\begin{cases} \varepsilon_{r_{eff}}'(\omega) = \varepsilon_r - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{(\omega\tau)^2}{1+(\omega\tau)^2} \\ \varepsilon_{r_{eff}}''(\omega) = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega\tau}{1+(\omega\tau)^2} \end{cases} \quad (\text{Equations 3. 11})$$

Rappelons que l'on définit l'indice complexe \tilde{n} d'un matériau par :

$$\tilde{n} = n - j\kappa \quad (\text{Equation 3. 12})$$

Où n représente l'indice optique réel et κ le coefficient d'extinction (aussi appelé coefficient d'atténuation). En considérant que l'on a :

$$\begin{cases} \varepsilon_{r_{eff}}(\omega) = \varepsilon_{r_{eff}}'(\omega) - j\varepsilon_{r_{eff}}''(\omega) \\ \varepsilon_{r_{eff}}(\omega) = \tilde{n}^2 \end{cases} \quad (\text{Equations 3. 13})$$

Alors, il vient :

$$\begin{cases} n^2 = \frac{\varepsilon_{r_{eff}}' + \sqrt{\varepsilon_{r_{eff}}'^2 + \varepsilon_{r_{eff}}''^2}}{2} \\ \kappa = \frac{\varepsilon_{r_{eff}}''}{2n} \end{cases} \quad (\text{Equations 3. 14})$$

A l'aide de ce modèle, il est donc possible d'exprimer analytiquement l'indice optique et le coefficient d'extinction en fonction des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative du matériau. Il est donc également possible d'exprimer analytiquement les coefficients de réflexion et de transmission des échantillons. Dans notre cas, la sonde arrive à incidence normale sur l'échantillon et sa polarisation est dans le mode TE. En considérant l'interface air/semi-conducteur avec l'air d'indice 1, les expressions des coefficients de Fresnel (en intensité) en réflexion R et en transmission T sont données par :

$$\begin{cases} R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \\ T = \frac{4}{(n+1)^2 + \kappa^2} \end{cases} \quad (\text{Equations 3. 15})$$

Les coefficients de réflexion et de transmission sont donc reliés analytiquement aux expressions de l'indice et du coefficient d'extinction, eux mêmes reliés à l'expression de la permittivité diélectrique. Or, il a été remarqué que la permittivité relative du matériau varie de façon linéaire avec la densité de porteurs libres N . Par conséquent, lorsque le faisceau de pompe crée des photoporteurs, l'indice et l'absorption du matériau varient, ce qui se répercute

sur les coefficients de réflexion et de transmission. La mesure temporelle des variations des coefficients de réflexion et de transmission par la sonde donne donc une information sur le comportement dynamique des porteurs libres $\eta(t)$.

II.2- Comportement dynamique des porteurs libres $\eta(t)$

Nous avons appelé $\eta(t)$ la fonction temporelle de relaxation des porteurs libres photogénérés, que nous avons choisi de normaliser. Elle s'exprime donc de la manière suivante :

$$\eta(t) = \frac{N(t)}{N_0} \quad (\text{Equation 3. 16})$$

Où N_0 représente la densité maximale de photoporteurs. Lorsque l'impulsion de pompe éclaire le matériau, elle crée instantanément des photoporteurs par le phénomène de l'absorption. N_0 représente donc la distribution volumique totale de porteurs libres créés instantanément par les photons de l'impulsion pompe.

Lorsque le nombre de paires électrons-trous créées atteint sa valeur maximale (phénomène quasi-instantané donc simultané avec l'impulsion de pompe), ces porteurs de charge entrent dans la phase de relaxation. De nombreux travaux ont été effectués sur l'étude de la relaxation des porteurs dans des matériaux comportant des pièges (notamment dans le GaAs-BT) [86], [96]. Il ressort généralement de ces études que les porteurs se relaxeraient en trois temps suivant trois phénomènes physiques distincts :

- Thermalisation des porteurs dans la bande de conduction, qui ont été excités avec une énergie supérieure à celle du gap, phénomène durant un temps de relaxation τ_1 de l'ordre de la centaine de femtosecondes
- Capture des électrons par les pièges suivant un temps de relaxation τ_2
- Recombinaison électrons-trous au sein des centres de recombinaison, phénomène régi par un temps de relaxation τ_3

Les temps τ_1 et τ_2 sont généralement très brefs (de l'ordre de quelques centaines de fs) et donc proches de la durée des impulsions. Le temps τ_3 serait le seul faisant apparaître la contribution des trous au phénomène de relaxation. Les trois phénomènes de relaxation sont décrits mathématiquement par un comportement suivant une loi exponentielle décroissante. En supposant que les trois phénomènes sont indépendants, la fonction temporelle de relaxation des porteurs s'exprime donc :

$$\eta(t) = \sum_i A_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \quad (\text{Equation 3. 17})$$

Où les termes A_i correspondent aux amplitudes relatives de chaque phénomène de relaxation.

Toutefois, d'autres travaux ([52], [62], [71], [97]) menés sur des matériaux de type InGaAs et GaAs, présentant des défauts (par croissance ou par introduction), ont montré que pour de telles expériences de type pompe-sonde dégénérée (c'est-à-dire pour lesquelles la pompe et la sonde sont de même énergie) à 1,55 μm et à 800 nm, la contribution des trous au changement d'absorption est nettement négligeable (5%) devant celle des électrons. C'est donc la

variation de la distribution des électrons libres qui est directement mesurée par ces expériences, et donc c'est le comportement dynamique des électrons qui est obtenu. Dans de nombreux cas, on peut considérer que la fonction de relaxation temporelle suit une loi mono-exponentielle décroissante :

$$\eta(t) = \frac{N(t)}{N_0} = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (\text{Equation 3. 18})$$

Où τ serait simplement le temps de relaxation des électrons. Cette description est d'ailleurs appuyée par l'analyse de Drude. En effet, selon le modèle de Drude, la modification des coefficients de réflexion et de transmission d'un matériau est due essentiellement à la distribution des électrons libres, qui répondent à l'excitation de l'onde électromagnétique, et non à celle des électrons liés (ou de cœur), ni à celle des trous (beaucoup plus lourds). L'InGaAs est un matériau à forte concentration de porteurs libres et peu résistif comparativement au GaAs. Le modèle de Drude est donc plus réaliste pour l'InGaAs que pour le GaAs. Et la variation des coefficients de réflexion et de transmission est donc directement reliée à la relaxation des électrons libres. En d'autres termes, la pompe rend le matériau plus conducteur, donc plus chargé en porteurs libres et donc le semi-conducteur tend à se comporter comme un métal, son coefficient de réflexion est ainsi augmenté et son coefficient de transmission diminue.

Il faut bien remarquer ici que la description de la relaxation des porteurs libres suppose des transitions non radiatives dans des matériaux comportant des défauts. La recombinaison radiative interbande (bande de conduction à bande de valence) n'est pas explicitée puisqu'elle est d'une durée beaucoup plus longue, devant les transitions non radiatives. Elle est de l'ordre de la nanoseconde [52] et correspond à la durée de vie des porteurs pour un matériau intrinsèque dépourvu de défauts.

➤ Modèle de recombinaison de Shockley-Read-Hall

Il est également important de souligner ici que dans le cadre d'un modèle simple, appelé modèle de recombinaison de Shockley-Read-Hall, le temps de relaxation des porteurs τ est donné par :

$$\tau = \frac{1}{N_d \sigma \langle v \rangle} \quad (\text{Equation 3. 19})$$

Où N_d représente la densité de défauts, σ la section efficace de capture par les pièges et $\langle v \rangle$ la vitesse moyenne des porteurs que l'on peut assimiler, à température ambiante, à la vitesse thermique puisque celle-ci est très supérieure à la vitesse de dérive. Cette dernière expression, faisant intervenir la section efficace de capture et la concentration de défauts, traduit le fait que le temps de piégeage des porteurs dans un semi-conducteur dépend de leur probabilité à transiter dans la zone proche d'un défaut. Et ce modèle suppose que le temps de capture des porteurs libres est déterminé par une distribution homogène de défauts ponctuels isolés.

II.3- Comparaison des variations des coefficients de réflexion et de transmission

Dans le cadre de ce travail de thèse, le comportement temporel des porteurs de charge dans les différents matériaux a été analysé au moyen de mesures en réflexion et en transmission. Il est donc utile de présenter brièvement une comparaison entre les deux méthodes, et notamment l'intérêt d'utiliser les deux techniques pour décrire le comportement optoélectronique des matériaux.

Il est possible d'évaluer la densité maximale N_0 de photoporteurs créés par la pompe en analysant l'énergie des photons absorbés. En effet, l'énergie d'une impulsion émise par le laser correspond à l'énergie d'un photon multiplié par le nombre de photons émis par impulsion, ce qui s'écrit :

$$N_{ph} h\nu = P_c \Delta t \quad (\text{Equation 3. 20})$$

N_{ph} représente le nombre de photons par impulsion, ν leur fréquence et h est la constante de Planck. Le terme P_c correspond à la puissance crête d'une impulsion et Δt constitue la largeur temporelle à mi-hauteur d'une impulsion. En considérant que le rendement quantique de conversion de photons en électrons dans la bande de conduction est de 100%, c'est-à-dire que chaque photon est converti en un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence, la densité de photoporteurs générée est donnée par la relation :

$$N_0 = \frac{P_{moy} \lambda}{h c f_r \pi w_0^2 d} \quad (\text{Equation 3. 21})$$

Le terme P_{moy} représente la puissance moyenne du laser, λ sa longueur d'onde et f_r sa fréquence de répétition des impulsions. On considère que le laser éclaire la couche active sur un volume délimité par un cylindre dont le rayon est le waist w_0 du spot laser focalisé et la longueur d est l'épaisseur d'absorption optique. Remarquons qu'en réalité, la distribution volumique de porteurs n'est pas homogène le long de la couche. En effet, en raison du phénomène d'absorption optique, cette distribution décroît de manière exponentielle en fonction de l'épaisseur de pénétration x :

$$N(x) = N_{max} e^{-\alpha x} \quad (\text{Equation 3. 22})$$

La valeur N_0 calculée précédemment correspond à la distribution prise à la surface de l'échantillon et constitue donc la valeur maximale de la densité des porteurs. Cela est exprimé mathématiquement par l'épaisseur d'absorption optique $d=1/\alpha$, où α est le coefficient d'absorption optique.

Cette expression de N_0 nous permet de calculer la variation de l'indice Δn et du coefficient d'extinction $\Delta \kappa$ avec les paramètres utilisés lors de l'expérience. On considère que lorsque le matériau n'est pas éclairé, la distribution de porteurs libres est nulle. Lorsque l'échantillon est éclairé par le spot laser avec une focale de 10 cm, ce qui correspond à un waist $w_0 = 50 \mu\text{m}$, à une puissance moyenne de 200 mW et en considérant un coefficient d'absorption du matériau $\alpha = 20000 \text{ cm}^{-1}$, on obtient une densité maximale de porteurs de $N_0 = 4.10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Dans les conditions de l'expérience, on obtient numériquement les variations de l'indice et du coefficient d'extinction à partir des équations 3. 14.

$$\begin{cases} \Delta n = 0,021 \\ \Delta \kappa = 1,65 \cdot 10^{-5} \end{cases}$$

Lors de ces expériences et pour une sonde arrivant à incidence normale sur l'échantillon, la modification de l'indice constitue donc le phénomène prépondérant dans le cadre du modèle de Drude.

La valeur des coefficients de réflexion et de transmission hors éclairissement sont obtenues à partir des équations 3.15, avec un indice à 1,55 μm de l'InGaAs $n=3,43$.

$$\begin{cases} R = 0,3 \\ T = 0,2 \end{cases}$$

Les variations des coefficients de réflexion et de transmission sont obtenues par un calcul différentiel à partir des équations 3.15. On obtient numériquement :

$$\begin{cases} \frac{\Delta R}{R} = 0,034 \Delta n = 7 \cdot 10^{-4} \\ \frac{\Delta T}{T} = -0,018 \Delta n = -4 \cdot 10^{-4} \end{cases}$$

Dans les conditions de l'expérience et d'après le modèle de Drude, la variation maximale du coefficient de réflexion s'élève donc à $7 \cdot 10^{-4}$ et celle du coefficient de transmission à $-4 \cdot 10^{-4}$. Cela signifie une très faible variation du photocourant au niveau des photodiodes (environ 0,1 μA), d'où la nécessité d'utiliser un système d'acquisition à bas bruit tel que l'amplificateur à détection synchrone. Ensuite, on observe que pour la réflexion comme pour la transmission, c'est la variation de la partie réelle de l'indice qui constitue le phénomène prépondérant. La création de porteurs par la pompe s'accompagne, dans le cadre du modèle de Drude, d'une augmentation de la réflectivité et d'une diminution du pouvoir de transmission.

➤ **Différences entre les mesures en réflexion et en transmission**

L'intérêt de comparer les variations des coefficients de réflexion et de transmission réside dans le fait que les deux mesures sont complémentaires. En vertu du principe de conservation de l'énergie, la somme des coefficients de réflexion, de transmission et d'absorption par rapport à la puissance incidente initiale est en effet l'unité. Mais l'intérêt principal de la comparaison des deux mesures vient de la nature de l'information obtenue par l'une et l'autre des mesures sur le comportement du matériau. En effet, la mesure de la variation du coefficient de **réflexion** donne une information sur le comportement des porteurs en **surface** de la couche, tandis que la mesure en **transmission** donne une information sur tout le **volume** de la couche. Cela se justifie par la méthode suivante. Nous avons vu que la densité de porteurs libres créés par la pompe décroît de manière exponentielle avec l'épaisseur de la couche active. Cette décroissance exponentielle est régie par le coefficient d'absorption α . (Equation 3. 22). Un nombre maximal de porteurs est donc créé à la surface de la couche. Par

le modèle de Drude, on peut en déduire que la variation de l'indice induite par la pompe suit également la même décroissance exponentielle en fonction de l'épaisseur. Pour montrer que la mesure en réflexion sonde effectivement la surface de la couche, on fait l'approximation suivante : la couche active de 1 μm d'épaisseur est fictivement découpée en de fines couches de 10 nm d'épaisseur dont la variation d'indice est gardée constante et égale à la valeur reportée depuis la courbe exponentielle de variation d'indice. Alors, les différents coefficients de réflexion à chaque interface fictive sont calculés par les coefficients de Fresnel. On en déduit les différentes contributions de chaque interface à la réflexion totale, en prenant en compte les coefficients de transmission mais en ne tenant pas compte des phénomènes de déphasage.

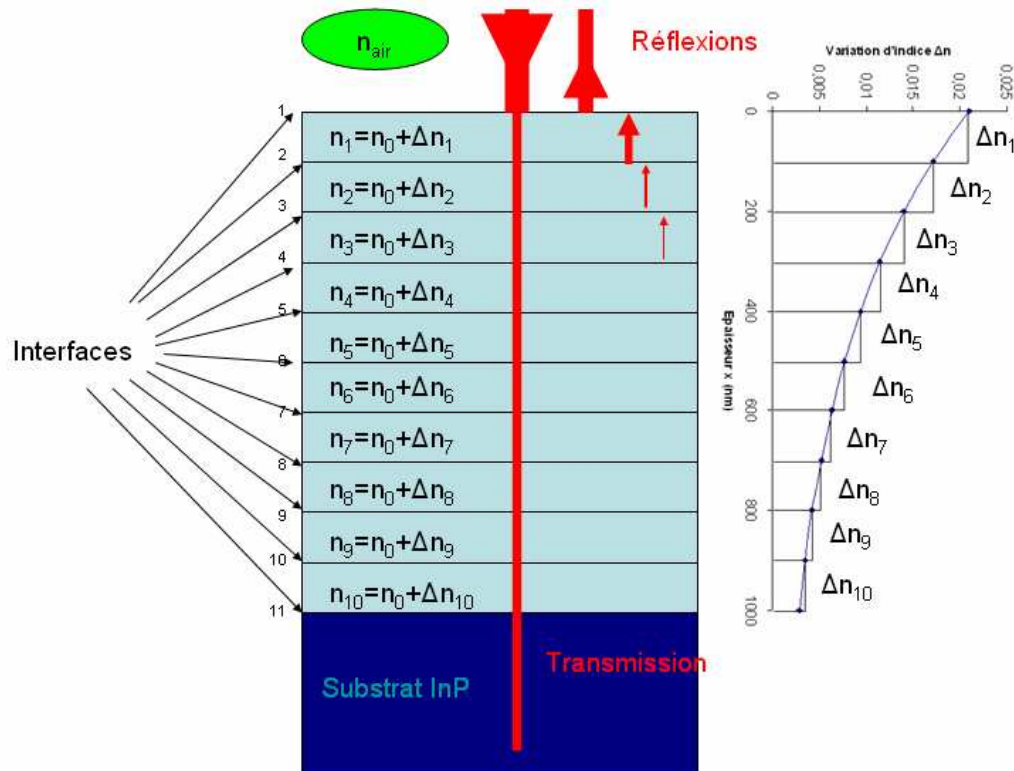


Figure 41 : Schéma de principe pour la comparaison des variations des coefficients de réflexion et de transmission

En prenant l'indice n_0 du matériau à l'obscurité égal à 3,43 et une variation d'indice maximale de 0,021, et en découpant le matériau en tranches de 10 nm, le calcul des réflexions de Fresnel aux interfaces i montre que la réflexion à l'interface 1 constitue plus de 99% de la réflexion totale et que les réflexions aux interfaces 2 et 3 ne représentent respectivement que 0,011 % et 0,01 % de la réflexion totale. Il est ainsi justifié que les mesures en réflexion caractérisent exclusivement les dynamiques des porteurs en surface de la couche et sur une épaisseur inférieure à 10 nm. Le signal transmis traversant toute la couche caractérise quant à lui la dynamique des porteurs sur tout le volume de la couche active.

La mesure en transmission caractérisant tout le volume de la couche, est plus représentative de la réalité du comportement du matériau. Les temps caractéristiques mesurés en transmission seront donc préférés en termes de résultat global que les mesures en réflexion.

➤ Limites du modèle de Drude

Il est très important de remarquer ici que le modèle de Drude est en réalité insuffisant pour décrire le comportement optique et électrique d'un matériau semi-conducteur. En effet, les hypothèses de Drude supposent que le semi-conducteur se comporte comme un métal dont les porteurs libres constituent un gaz d'électrons auquel on peut appliquer la théorie cinétique des gaz (statistique de Maxwell-Boltzmann). Le comportement des trous y est négligé en raison de leur masse beaucoup plus élevée. Le modèle de Drude ne prend pas en compte la structure de bandes des matériaux et la statistique de Fermi-Dirac. Pour décrire le comportement de l'absorption des matériaux soumis à une expérience de type pompe-sonde optique, d'autres approches doivent être adoptées. Il existe une approche purement phénoménologique qui consiste à écrire les équations de taux pour un semi-conducteur présentant des niveaux de défauts. Ces équations différentielles reposent sur les probabilités de transition des porteurs d'un niveau à un autre. Les transitions par absorption et par relaxation sont prises en compte. Cette approche consiste donc à évaluer le taux de population de chaque niveau pour un semi-conducteur éclairé par une pompe optique. Ainsi, le changement d'absorption du matériau par une pompe, ainsi que les relaxations des porteurs peuvent être décrits. Cependant, pour les matériaux InGaAs présentant des pièges, les niveaux de défauts ne sont pas précisément définis et varient beaucoup suivant la fabrication du matériau. C'est pourquoi cette approche ne sera pas explicitée dans ce manuscrit.

Il existe une autre approche pour décrire le changement d'absorption et d'indice d'un semi-conducteur soumis à l'éclairement d'une pompe laser optique. Elle est complémentaire du modèle de Drude, car elle repose sur les effets combinés de remplissage de bandes, de réduction du bandgap et de l'absorption par les porteurs libres (ou effet plasma) induits par un faisceau optique de pompe.

II.4- Remplissage de bandes, réduction du bandgap et absorption des porteurs libres

L'injection de porteurs libres dans un semi-conducteur à gap direct, qu'elle soit induite par une cause électrique ou optique, implique trois effets sur son comportement. Le remplissage de bandes, la réduction du bandgap et l'absorption par les porteurs libres (ou effet plasma) contribuent tous les trois au changement d'absorption du semi-conducteur. Cette variation d'absorption en fonction de l'énergie des photons peut être évaluée et la variation de l'indice est déduite de la relation de Kramers-Kronig [96], [99].

➤ Remplissage de bandes

La diminution de l'absorption d'un matériau semi-conducteur induite par un faisceau optique de pompe, dont les photons présentent une énergie légèrement supérieure au gap énergétique de la bande interdite, est un phénomène connu appelé effet Burstein-Moss et expliqué par le remplissage de bandes [99], [100], [101]. Pour des semi-conducteurs de type n, la densité d'états dans la bande de conduction est plus faible que pour un matériau non dopé. Ainsi, un plus faible nombre d'électrons suffit à remplir complètement les états d'énergie les plus faibles de la bande de conduction. Ces états étant facilement remplis, les paires électrons-trous qui peuvent être potentiellement créées par l'énergie de photons incidents, requièrent des énergies supérieures au gap énergétique propre de la bande interdite. Cela se traduit par

une diminution de l'absorption pour des énergies supérieures au bandgap. Il se produit la même chose pour les trous dans un matériau de type p mais la densité d'états dans la bande de valence étant plus élevée et la masse effective des trous étant plus grande, l'effet du remplissage de bandes y est moins prononcé. Lorsque des porteurs libres sont injectés par voie optique, le comportement du matériau peut être équivalent à celui d'un matériau dopé mais il peut alors être sujet aux effets de remplissage de bandes par les électrons et par les trous simultanément. La variation d'absorption $\Delta\alpha(N, P, E)$, qui dépend donc de la concentration en électrons N et en trous P et de l'énergie des photons E , s'écrit alors [99] :

$$\Delta\alpha(N, P, E) = \frac{C_{hh}}{E} \sqrt{E - E_g} (f_v(E_{ah}) - f_c(E_{bh}) - 1) + \frac{C_{lh}}{E} \sqrt{E - E_g} (f_v(E_{al}) - f_c(E_{bl}) - 1)$$

(Equation 3. 23)

Cette diminution de l'absorption est calculée en tenant compte des nombres d'occupation des états excités, ce qui est exprimé à travers les probabilités d'occupation f_v et f_c des états excités de la bande de valence et de la bande de conduction respectivement. Ces probabilités sont calculées à partir de la statistique de Fermi-Dirac, donc en supposant que les électrons et les trous sont à l'équilibre thermique. Cela constitue un aspect limitant de cette théorie car pour des expériences pompe-sonde avec des échelles de temps ultra-brèves, les électrons et les trous ne sont pas toujours thermalisés aussi rapidement. Les états excités $E_{a/b,l/h}$ correspondent aux états de la bande de valence (a) et de conduction (b) pour une excitation des trous légers (l) et lourds (h). Cela est représenté sur la Figure 42.

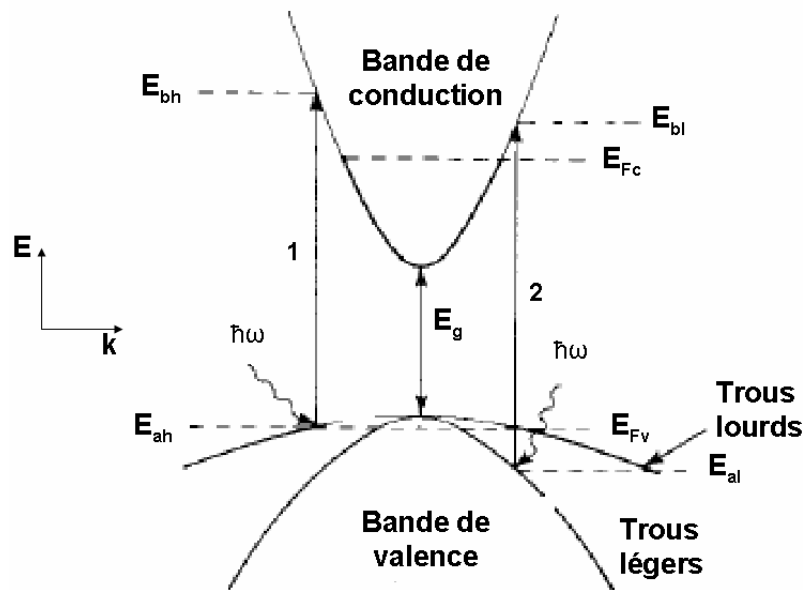


Figure 42 : Structure de bandes d'énergie et effet de remplissage de bandes pour un semi-conducteur à gap direct. Les transitions mettant en jeu les trous lourds et les trous légers sont notés 1 et 2 respectivement.

Quant aux coefficients C_{lh} et C_{hh} , ils sont donnés par la relation :

$$\begin{cases} C_{lh} = C \left(\frac{\mu_{elh}^{3/2}}{\mu_{ehh}^{3/2} + \mu_{elh}^{3/2}} \right) \\ C_{hh} = C \left(\frac{\mu_{ehh}^{3/2}}{\mu_{ehh}^{3/2} + \mu_{elh}^{3/2}} \right) \end{cases} \quad (\text{Equations 3. 24})$$

C désigne une constante, appelée constante de Sommerfeld [102], qui est déterminée par les paramètres du matériau (oscillations de Bloch notamment) et les coefficients μ_{elh} et μ_{ehh} représentent les masses effectives réduites électron-trou pour des paires de porteurs dont les trous légers et lourds respectivement ont été excités.

La variation de l'indice $\Delta n(N, P, E)$ est alors obtenue par la relation de Kramers-Kronig, qui permet de relier l'indice et l'absorption par le principe de causalité associé à la théorie des fonctions complexes linéaires. Les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction complexe sont donc interdépendantes et la relation de Kramers-Kronig s'écrit :

$$\Delta n(N, P, E) = \frac{2c\hbar}{q_e^2} \left[PP \int_0^{\infty} \frac{\Delta \alpha(N, P, E')}{E'^2 - E} dE' \right] \quad (\text{Equation 3. 25})$$

q_e , c et \hbar désignent respectivement la charge élémentaire de l'électron, la vitesse de la lumière et la constante de Planck réduite. Le terme PP signifie partie principale prise au sens de Cauchy, c'est-à-dire que l'intégration est réalisée sur tout le spectre excepté en $E'=E$. Cette dernière relation signifie que tout changement d'absorption du matériau induit également un changement de son indice. De plus, l'indice étant dépendant de l'énergie des photons, la création de porteurs libres par un faisceau de pompe engendre donc un effet de dispersion.

➤ Réduction du bandgap

Les électrons créés lors de l'absorption d'un faisceau de pompe occupent des états en fond de bande de conduction. Si la concentration de ces électrons est assez élevée, les fonctions d'onde des électrons peuvent se chevaucher et interagir par des forces de répulsion de Coulomb. Cela induit un écrantage des électrons et une perte de leur énergie. Cette perte d'énergie des électrons de conduction amoindrit l'énergie du front de la bande de conduction. Le même effet a lieu pour la bande de valence et les deux effets cumulés tendent à réduire l'énergie de bande interdite. L'expression de la réduction totale du bandgap est donnée par :

$$\Delta E_g = - \left(\frac{q_e}{2\pi\epsilon_0\epsilon_s} \right) \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \chi^{1/3} \quad (\text{Equation 3. 26})$$

ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide, ϵ_s la constante diélectrique statique relative du semi-conducteur et χ représente la concentration de porteurs libres. Il est intéressant de remarquer que cette réduction du bandgap est indépendante de la concentration de défauts dans le matériau.

➤ **Absorption par les porteurs libres (ou effet plasma)**

Un porteur libre présent dans la bande de conduction du semi-conducteur peut absorber un photon incident et passer ainsi à un état excité d'une bande avec un excès d'énergie. Dans le modèle de Drude, cette absorption intra-bande par les porteurs libres est proportionnelle à leurs concentrations respectives N et P et la variation d'indice Δn s'écrit :

$$\Delta n = - \left(\frac{q_e^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 \epsilon_0 n} \right) \left(\frac{N}{m_e} + \frac{P}{m_h} \right) \quad (\text{Equation 3. 27})$$

La variation d'indice étant également dépendante de la longueur d'onde λ , cette expression traduit également un effet dispersif. Remarquons que ce modèle suppose que les porteurs ont la même masse effective quelque soit leur état d'énergie et que l'effet de remplissage des bandes ne tient pas compte de ces absorptions. Pour être complet, il faudrait donc ajouter au modèle de remplissage des bandes la contribution des probabilités de transitions par les porteurs libres dans la bande de conduction.

➤ **Combinaison des effets**

A titre d'exemple, la Figure 43 représente les différentes contributions des trois effets suscités, ainsi que la somme de ces trois contributions à la variation de l'indice pour un matériau InP soumis à une injection de porteurs libres avec une concentration de $3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$.

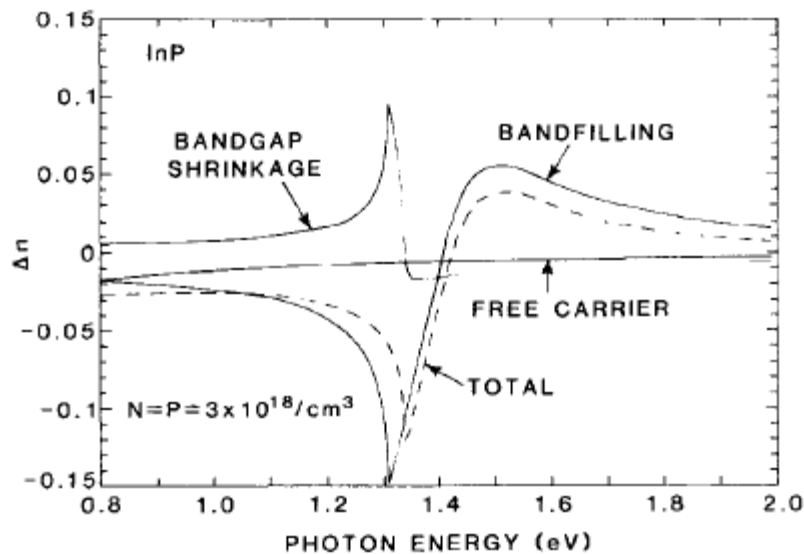


Figure 43 : Variations d'indice d'un semi-conducteur dues aux effets de remplissage de bandes, de réduction de bandgap, de l'absorption par les porteurs libres et de la somme de ces différentes contributions [99]

On observe que la variation de l'indice due à la totalité des différentes contributions peut être négative (pour des énergies inférieures à 1,4 eV) ou positive (pour des énergies supérieures à 1,4 eV). Pour des énergies d'excitation supérieures au gap de l'InP (qui est de 1,34 eV), on peut donc avoir une diminution ou une augmentation de l'indice. Sachant que la largeur spectrale de notre laser d'excitation est relativement élevée (90 nm), il est important de prendre en compte ces phénomènes et leur conséquence lors de l'interprétation des mesures effectuées. Remarquons que par ce modèle, il est également obtenu une variation du

coefficient d'absorption dont l'ampleur est environ équivalente à la variation d'indice. Les phénomènes de variation d'absorption et de variation d'indice sont donc couplés et d'influence semblable. Enfin, soulignons que la dépendance de l'indice suivant l'énergie des photons traduit un effet de dispersion au sein du matériau semi-conducteur.

Les différents outils théoriques présentés ci-dessus constituent un appui pour comprendre les mesures des variations des coefficients de réflexion et de transmission obtenues pour les différents échantillons fabriqués. Ces mesures et leurs interprétations sont présentées dans les paragraphes suivants.

III - Résultats obtenus pour une couche $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ intrinsèque crue à température standard

III.1- Mesure spectrale du coefficient d'absorption

Une mesure spectrale du coefficient d'absorption par spectrométrie infrarouge a été effectuée sur tous les échantillons au moyen d'un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier Perkin-Elmer. Toutes les couches sont fabriquées sur un substrat d'InP dopé Fer semi-isolant de $350\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Afin d'évaluer l'influence de ce substrat sur l'absorption, sa courbe d'absorption spectrale a été également mesurée. Elle est reportée sur la Figure 44. Remarquons qu'en raison du fait que la qualité de la face arrière des couches n'est pas la même selon les échantillons (certaines sont polies, d'autres doucies, d'autres non), les courbes d'absorption sont toutes reportées en grandeur normalisée de l'absorption. En effet, la face arrière de la couche peut, lorsqu'elle n'est pas polie, engendrer un phénomène de diffusion qui réduit considérablement la transmission du signal optique et qui donne donc un résultat erroné de la valeur absolue de l'absorption.

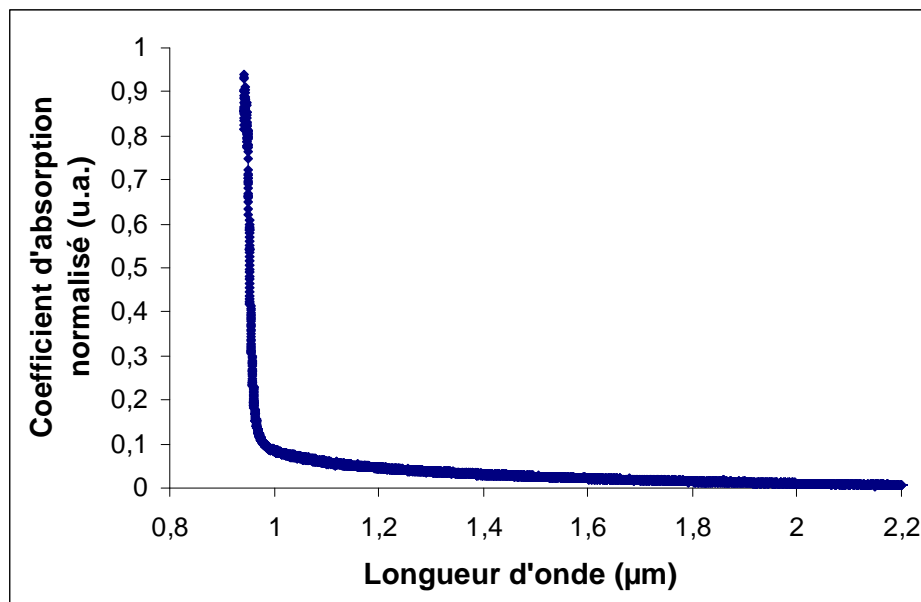


Figure 44 : Evolution spectrale du coefficient d'absorption de la couche du substrat InP de $350\ \mu\text{m}$ d'épaisseur

On observe que le front d'absorption de l'InP se situe en deçà de $1\ \mu\text{m}$ ($1,3\ \text{eV}$), ce qui était attendu comme valeur de gap pour ce semi-conducteur. Le substrat est donc bien transparent à $1,55\ \mu\text{m}$. Comparativement au semi-conducteur InGaAs (dont la courbe d'absorption est présentée ci-dessous), on peut remarquer que l'InP présente un front d'absorption très brutal.

La courbe de la Figure 45 donne l'évolution du coefficient d'absorption d'une couche InGaAs intrinsèque fabriquée à température standard de $1\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, en fonction de la longueur d'onde.

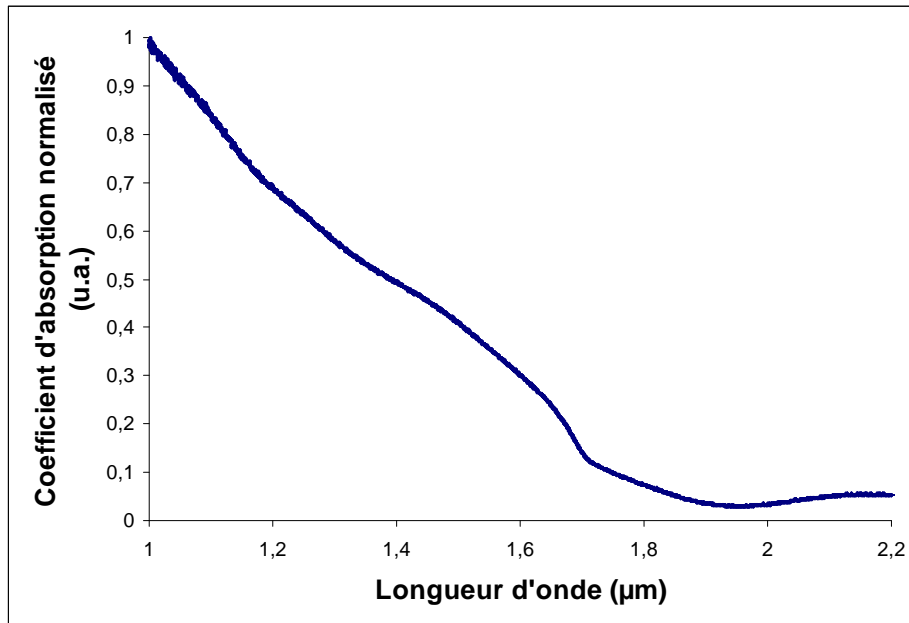


Figure 45 : Evolution spectrale du coefficient d'absorption de la couche InGaAs (1 µm) crue à température standard

La courbe spectrale de l'absorption diminue progressivement jusqu'à un seuil d'absorption situé à 1,7 µm, ce qui correspond à un gap énergétique de 0,73 eV. L'utilisation de ce type de matériau pour la photocommutation à 1,55 µm est ainsi justifiée. Le front d'absorption en deçà du seuil de 1,7 µm n'est pas très brutal et constitue plutôt un point d'inflexion de l'absorption qu'un gap franc car la diminution progressive de l'absorption s'étend sur une plage de plus de 700 nm. Ensuite, si l'on observe une inflexion très peu brutale de l'absorption à la longueur d'onde du gap et une augmentation progressive de l'absorption avec l'augmentation de l'énergie des photons incidents, cela peut expliquer en partie (et en plus d'une faible valeur de gap) les faibles valeurs de résistivité et les concentrations élevées de porteurs libres que présente le matériau semi-conducteur InGaAs. La courbe d'absorption montre donc que des antennes à base d'InGaAs peuvent être sensibles au bruit thermique et lumineux ambiant. Enfin, si la couche est effectivement absorbante à 1,55 µm, remarquons qu'elle n'y atteint pas sa valeur maximale d'absorption, ce qui n'est pas optimal pour les applications visées. En grandeur absolue, les couches InGaAs présentent généralement une valeur avoisinant les 5000 cm^{-1} [103].

III.2- Mesure des temps caractéristiques en transmission

➤ Remarque importante sur les puissances optiques utilisées

Pour toutes les couches, les mesures des temps caractéristiques des porteurs présentées dans ce chapitre, ont été effectuées avec une **puissance de pompe de 220 mW** et une **puissance de sonde de 1,5 mW**.

La courbe de la Figure 46 représente la variation temporelle normalisée du coefficient de transmission de la couche InGaAs intrinsèque crue à température standard.

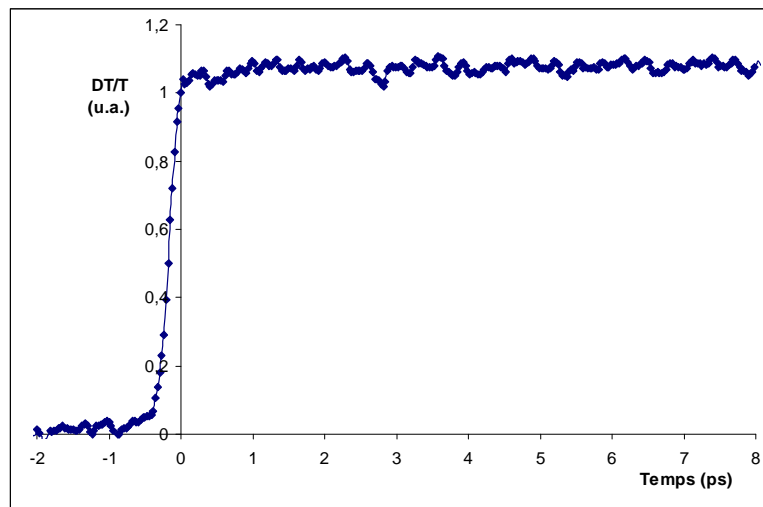


Figure 46 : Variation temporelle normalisée du coefficient de transmission pour la couche InGaAs intrinsèque crue à température standard

Le coefficient de transmission croît très rapidement lors de la coïncidence temporelle de l'impulsion de pompe et de l'impulsion de sonde. Cela correspond à la phase de création des porteurs par la pompe qui fait ainsi varier le coefficient de transmission. Cette phase dure un temps correspondant au temps de corrélation des impulsions pompe et sonde. Un extremum est atteint au moment où le maximum de porteurs libres est créé, c'est-à-dire à l'instant où l'impulsion de pompe atteint son maximum. Pour la couche d'InGaAs intrinsèque, on observe que le coefficient de transmission ne varie pas sur une durée de 8 ps. Les porteurs libres se relaxent donc en un temps très long, qui n'est pas mesurable ici. Le temps caractéristique des porteurs libres ne peut donc pas être évalué précisément. Remarquons cependant que le fait que l'on puisse observer un échelon implique que le temps de vie des porteurs est inférieur à 10 ns (temps de répétition des impulsions laser), car dans le cas contraire, rien ne pourrait être mesuré compte tenu du principe d'échantillonnage temporel de la mesure. Le temps de vie des porteurs est finalement comparable à ceux que l'on peut trouver dans la littérature, c'est-à-dire de l'ordre de la nanoseconde [52]. Pour des applications en optoélectronique ultrarapide THz, cela justifie, entre autres, la nécessité d'introduire des défauts dans l'InGaAs pour réduire le temps de vie des porteurs à des durées de l'ordre de la picoseconde.

IV - Résultats obtenus pour la couche InGaAs irradiée Brome

IV.1- Mesure spectrale du coefficient d'absorption

La courbe de la Figure 47 donne l'évolution du coefficient d'absorption de la couche InGaAs irradiée Brome en fonction de la longueur d'onde, confrontée à celle du matériau InGaAs intrinsèque cru à température standard.

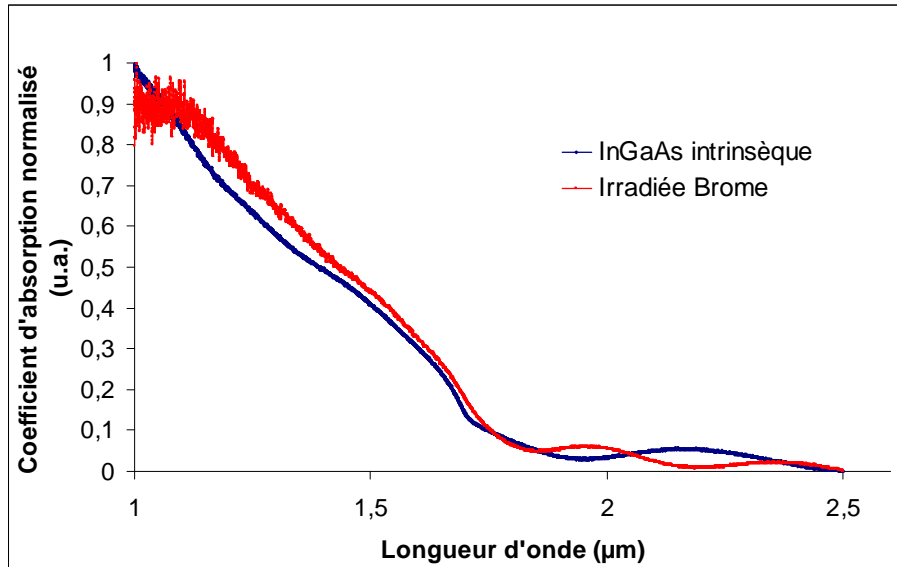


Figure 47 : Evolution spectrale du coefficient d'absorption de la couche InGaAs irradiée Brome et de la couche InGaAs intrinsèque

La courbe spectrale de l'absorption diminue progressivement jusqu'à un seuil d'absorption situé environ vers 1,8 μm (0,7 eV). Le changement d'absorption en deçà de ce seuil n'est pas très brutal et s'étend sur une plage supérieure à 600 nm. L'introduction de défauts dans la couche InGaAs par l'irradiation tend à augmenter légèrement le seuil d'absorption (en longueur d'onde donc à le diminuer en énergie de bande interdite). Cela peut s'expliquer par la formation de défauts situés dans la bande interdite mais proches des bandes, à partir desquelles une absorption peut avoir lieu [99]. Toutefois, la valeur de l'absorption à 1,55 μm est à peu près semblable à celle d'une couche intrinsèque et justifie l'utilisation de ce matériau pour la photocommutation à 1,55 μm .

Ensuite, on peut observer une absorption résiduelle à 1,95 μm . Ce phénomène pourrait être dû à une absorption vers les niveaux de donneurs engendrés par l'irradiation, ou bien à une absorption depuis les niveaux d'accepteurs. Ces défauts structuraux présenteraient alors une énergie d'activation de 646 meV et seraient donc proches de la bande de conduction (54 meV), ou bien proches de la bande de valence s'il s'agit d'accepteurs. On pourrait alors en déduire que l'irradiation est à l'origine de l'apparition d'un niveau de donneurs ou d'accepteurs peu profonds induits par des défauts structuraux.

IV.2- Mesure des temps caractéristiques en réflexion et en transmission

La courbe de la Figure 48 représente les variations temporelles normalisées des coefficients de réflexion et de transmission de cette couche.

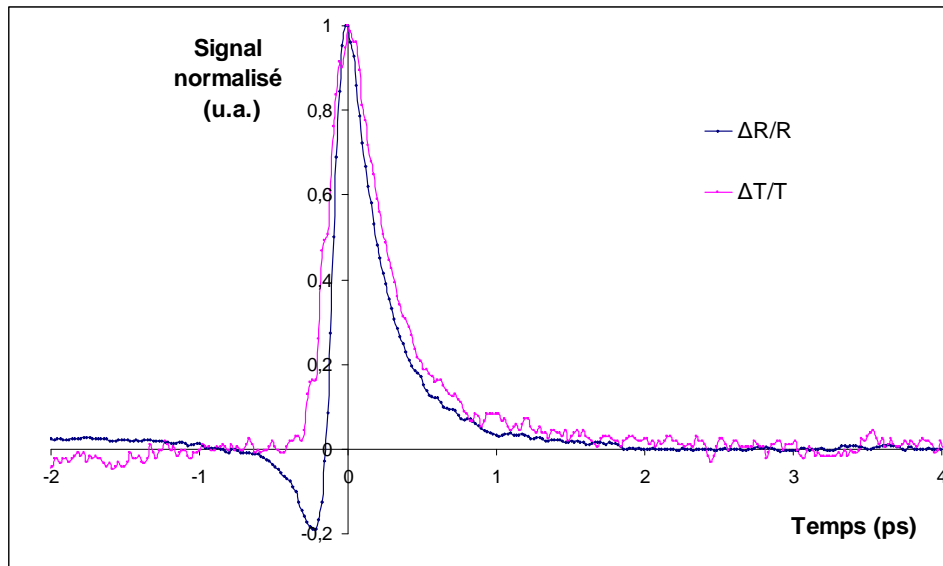


Figure 48 : Variations temporelles normalisées des coefficients de réflexion et de transmission pour la couche irradiée Brome

La courbe en transmission présente un comportement conforme à ce qui est attendu : une première phase de création de porteurs induit une variation instantanée du coefficient de transmission suivant un temps correspondant à la convolution des impulsions gaussiennes de la pompe et de la sonde. La variation du coefficient de transmission atteint alors une valeur extrême qui correspond à un nombre maximal de photoporteurs créés. S'en suit une phase de relaxation des porteurs libres qui est régie par une décroissance exponentielle. La courbe en réflexion suit le même type de comportement pour la phase de relaxation des porteurs avec une décroissance exponentielle. On observe que lors de la phase de création des porteurs, le coefficient de réflexion commence par décroître avant de remonter et d'atteindre sa valeur maximale, et ce suivant un temps correspondant au temps de corrélation des impulsions pompe et sonde. Plusieurs hypothèses peuvent être émises pour l'interprétation peu évidente de ce phénomène. On pourrait l'attribuer à un effet combiné de remplissage de bandes et d'absorption par les porteurs libres à la surface de la couche qui tendrait à faire varier l'indice et l'absorption à la surface. Ou bien, on pourrait supposer que le phénomène est lié aux courbures de bande à la surface du semi-conducteur, ce qui pourrait induire un effet du type effet Dember, c'est-à-dire que les électrons plus mobiles que les trous seraient mus vers l'épaisseur de la couche par le champ électrique lié aux courbures de bande...

Pour mesurer les temps caractéristiques, deux méthodes peuvent être employées. La première consiste à mesurer directement ces temps en traçant les courbes à l'échelle logarithmique. Les pentes des droites obtenues permettent alors de mesurer les temps caractéristiques. La seconde méthode, plus précise, s'appuie sur un fit de la courbe expérimentale avec une (ou plusieurs) décroissances exponentielles pondérées par un coefficient. L'amplitude et le temps caractéristique de chaque décroissance exponentielle peuvent être évalués et donc

l'interprétation des mécanismes physiques mis en jeu est affinée. A titre d'exemple, la courbe de la Figure 49 représente la variation temporelle du coefficient de transmission de l'échantillon irradiée brome comparée à un fit modélisé.

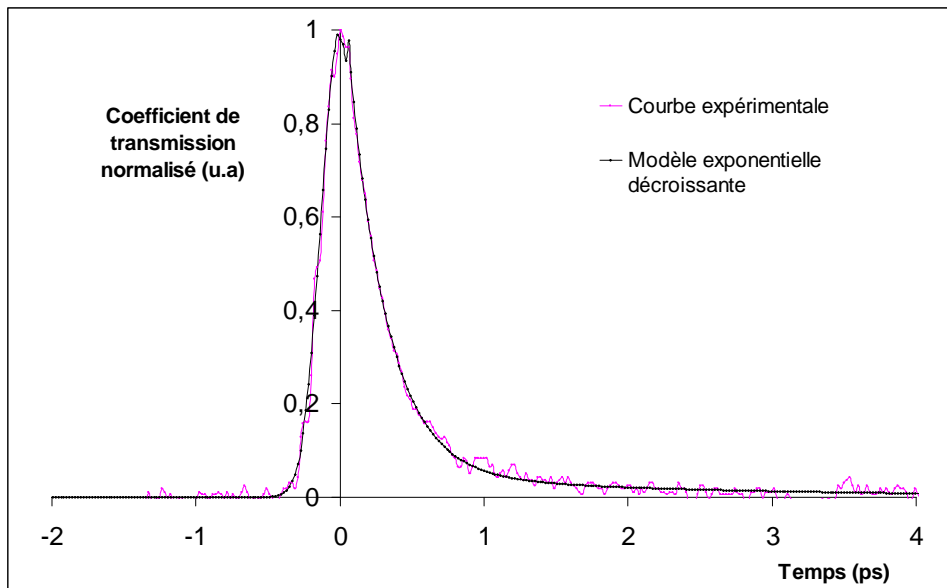


Figure 49 : Variation temporelle normalisées du coefficient de transmission pour la couche irradiée Brome comparée à un fit

Trois phénomènes distincts et indépendants se dégagent du fit de la courbe expérimentale. Le premier phénomène aux temps très courts est attribué à la thermalisation des porteurs dans les bandes. Il est évalué précisément à 60 fs et ne peut être ajusté par une décroissance exponentielle, le fit suit alors la descente de l'impulsion gaussienne. Suite à ce phénomène, la courbe ajustée décrit une somme de deux décroissances exponentielles pondérées par des coefficients A_i et régies par des temps caractéristiques τ_i . La fonction $\eta(t)$ obtenue s'écrit :

$$\eta(t) = A_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (\text{Equation 3. 28})$$

Les paramètres suivants ont été obtenus : $A_1=0,93$. $A_2=0,05$. $\tau_1=0,26$ ps. $\tau_2=2,2$ ps. Le comportement des porteurs est donc soumis à un phénomène fortement majoritaire avec un temps très court, le second phénomène est minoritaire avec un temps plus long. Le premier phénomène peut être attribué au temps de capture des porteurs par les pièges et le second à une recombinaison électrons-trous au sein de centres de recombinaison. Comme il a été dit au Chapitre 3 paragraphe II-2, la contribution des trous aux variations des coefficients de transmission et de réflexion est minoritaire (5 %) et peut être considéré comme négligeable. Les courbes suivent donc approximativement une loi mono-exponentielle décroissante et le temps caractéristique qui régit cette décroissance correspond à la durée de vie des électrons dans le matériau. Dans la suite de ce manuscrit, si le deuxième phénomène apparaît de manière importante pour d'autres types de matériaux, il sera alors mentionné.

Les durées de vie des électrons mesurés pour la couche irradiée brome sont finalement de :

- $\tau= 0,25$ ps pour la mesure en réflexion
- $\tau= 0,26$ ps pour la mesure en transmission

Ces résultats avec des temps de vie inférieurs à la picoseconde sont très satisfaisants pour des applications en optoélectronique ultrarapide. De plus, ils sont conformes à ceux que l'on peut trouver dans la littérature pour le même type de matériau [71]. Le temps caractéristique obtenu en réflexion est légèrement plus court que celui obtenu en transmission, mais cette différence n'est pas significative. Elle peut s'expliquer par un comportement peut-être plus lent en profondeur de la couche, c'est-à-dire à proximité du substrat InP. Cependant, les comportements en réflexion et en transmission étant quasiment identiques, ils confirment la bonne homogénéité des défauts créés par l'irradiation tout le long de la couche avec une concentration de $1,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Les défauts structuraux de type antisites et interstitiels créés lors de l'irradiation jouent donc le rôle de pièges pour les porteurs. L'irradiation ionique constitue un moyen efficace de réduire de manière significative le temps de vie des porteurs à des échelles subpicosecondes.

Il est intéressant de remarquer que le temps de la thermalisation est plus rapide pour la mesure en réflexion (40 fs) que pour celle en transmission (60 fs). Cela peut s'expliquer en rappelant que la mesure en réflexion donne une information sur le comportement surfacique des porteurs. Les porteurs en surface auraient une plus forte probabilité à se thermaliser, ce qui serait lié à l'échauffement du matériau induit par l'éclairement du laser. Ils seraient donc plus mobiles et pourraient donc atteindre plus rapidement le fond de bande de conduction, car la température en surface est à la fois plus élevée et surtout plus homogène qu'en profondeur du matériau.

V - Résultats obtenus pour les échantillons InGaAs implantés par des ions Fer

V.1- Mesure spectrale du coefficient d'absorption

Les courbes de la Figure 50 représentent les spectres d'absorption des échantillons implantés Fer.

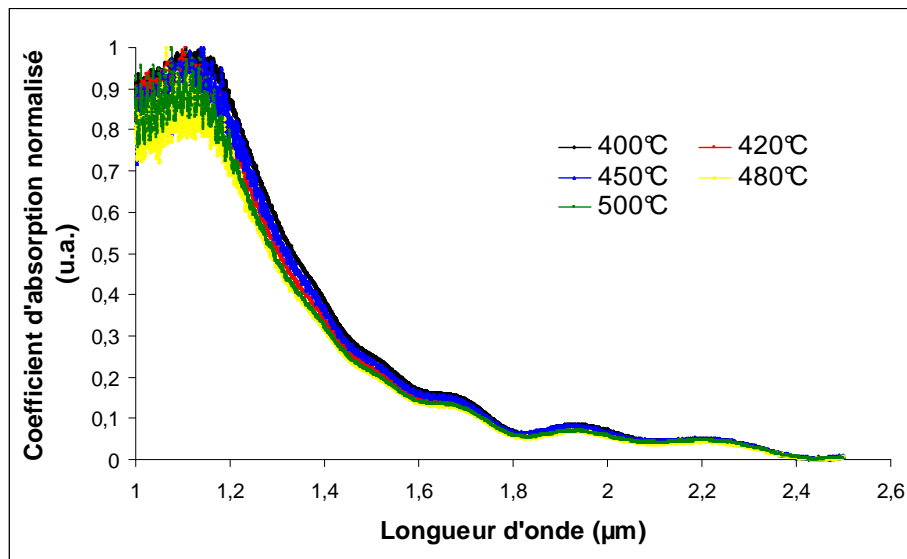


Figure 50 : Evolution spectrale du coefficient d'absorption des échantillons implantés Fer

Comme pour la couche irradiée Brome, le seuil d'absorption apparaît à environ $1,8 \mu\text{m}$ ($0,7 \text{ eV}$). Le changement d'absorption est très progressif et s'étend sur plus de 600 nm . L'implantation d'ions dans la couche tend donc à diminuer le coefficient d'absorption par rapport à une irradiation. En plus de l'endommagement de la structure cristalline qui est à l'origine de défauts structuraux, la présence d'ions dans des sites de substitution ou en interstitiels tend à diminuer l'absorption du matériau. Enfin, la température de recuit semble n'avoir que peu d'influence sur l'absorption.

➤ Absorption résiduelle à $1,95 \mu\text{m}$

Pour les échantillons implantés aux ions Fer comme pour la couche irradiée aux ions Brome, on observe sur la courbe d'absorption une absorption résiduelle à $1,95 \mu\text{m}$. Cette absorption résiduelle pourrait être attribuée à une absorption vers les défauts, ou bien depuis les défauts. Cela signifierait que l'irradiation et l'implantation d'ions lourds formeraient un niveau de défauts structuraux dont l'énergie d'activation vaudrait 646 meV . Ce niveau de défauts serait donc situé à environ 50 meV de la bande de conduction ou bien de la bande de valence, puisque l'énergie de bande interdite pour ces matériaux est d'environ $0,7 \text{ eV}$. Il s'agirait alors d'un niveau peu profond de donneurs. On vérifierait ainsi les résultats des mesures électriques car cela impliquerait que le matériau est de type n avec de fortes concentrations de porteurs libres.

V.2- Mesure des temps caractéristiques en réflexion et en transmission

➤ Mesures en réflexion

Les courbes de la Figure 51 représentent les variations temporelles du coefficient de réflexion pour les échantillons implantés aux ions Fer et recuits.

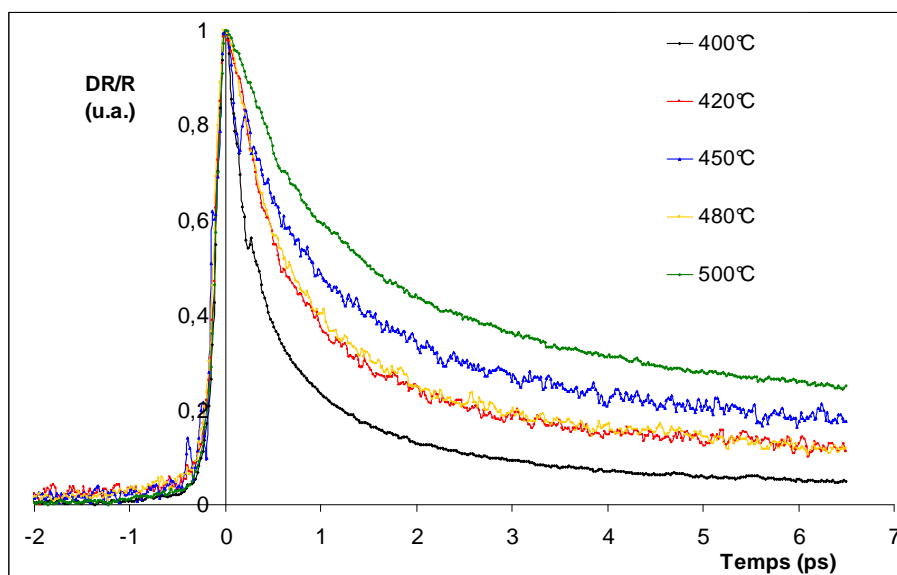


Figure 51 : Variations temporelles normalisées du coefficient de réflexion pour les échantillons implantés Fer recuits

Les courbes suivent une décroissance bi-exponentielle, dont les coefficients de pondération en amplitude A_i et les temps caractéristiques τ_i sont répertoriés dans le Tableau 18. Y figurent également les moyennes pondérées des temps caractéristiques.

	Fe-400	Fe-420	Fe-450	Fe-480	Fe-500
Température de recuit (°C)	400	420	450	480	500
A_1	0,75	0,75	0,62	0,74	0,6
τ_1 (ps)	0,35	0,65	0,7	0,68	1,1
A_2	0,25	0,25	0,38	0,26	0,4
τ_2 (ps)	3,3	9	9	8,5	13
$A_1\tau_1 + A_2\tau_2$ (ps)	1,08	2,73	3,85	2,71	5,86

Tableau 18 : Amplitudes et temps caractéristiques mesurés en réflexion caractérisant la relaxation des porteurs dans les échantillons implantés aux ions Fer recuits

Un premier phénomène prédomine avec des amplitudes majoritaires (de 60 à 75 %). Ce phénomène présente des temps courts (de 0,35 ps à 1,1 ps). Il correspondrait au temps de capture par les pièges qui forment des niveaux de défauts au sein de la bande interdite. Le second phénomène de moindre influence présente des temps plus longs (de 3,3 à 13 ps). Ce

phénomène serait alors dû à des recombinaisons électrons-trous au sein des centres de recombinaison. Les temps caractéristiques s'allongent avec la température de recuit. Le recuit provoquerait donc une diffusion, une diminution ou une désactivation des défauts au sein du matériau.

➤ **Mesures en transmission**

Les courbes de la Figure 52 représentent les variations temporelles du coefficient de transmission pour les mêmes échantillons, obtenues dans les mêmes conditions expérimentales.

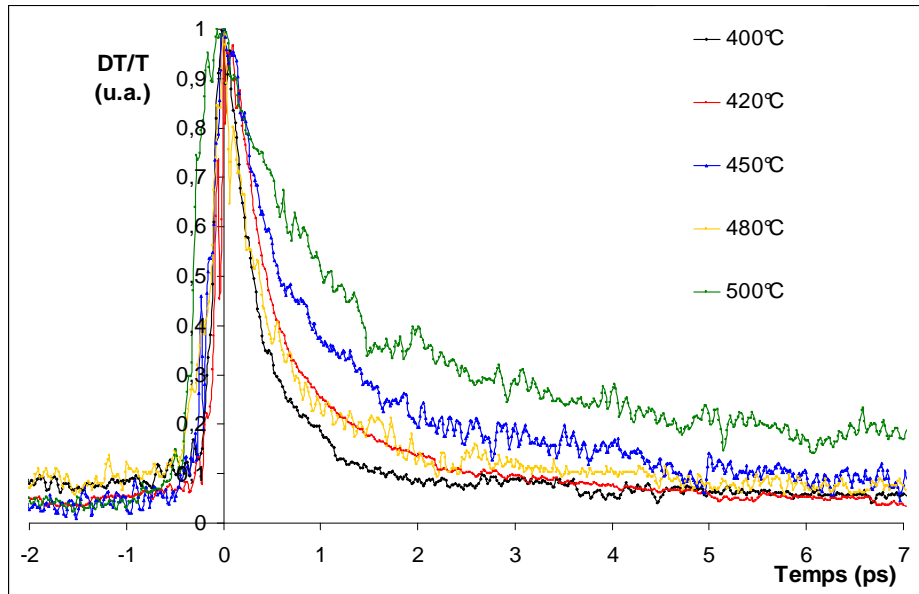


Figure 52 : Variations temporelles normalisées du coefficient de transmission pour les échantillons implantés Fer recuits

De même que pour les mesures en réflexion, la dynamique des porteurs suit un comportement de décroissance bi-exponentielle. Les amplitudes A_i et les temps caractéristiques τ_i mesurés en transmission sont répertoriés dans le Tableau 19.

	Fe-400	Fe-420	Fe-450	Fe-480	Fe-500
Température de recuit (°C)	400	420	450	480	500
A_1	0,88	0,8	0,65	0,79	0,72
τ_1 (ps)	0,37	0,35	0,55	0,4	1
A_2	0,12	0,2	0,35	0,21	0,28
τ_2 (ps)	5	6	3,5	5	13
$A_1\tau_1 + A_2\tau_2$ (ps)	0,93	1,48	1,58	1,37	4,36

Tableau 19 : Amplitudes et temps caractéristiques mesurés en transmission caractérisant la relaxation des porteurs dans les échantillons implantés aux ions Fer recuits

Le comportement du matériau obtenu en transmission suit la même tendance que celui obtenu en réflexion, avec toutefois des amplitudes plus importantes pour le premier phénomène de piégeage des porteurs. Les temps caractéristiques obtenus sont plus courts que ceux obtenus en réflexion.

La prédominance du premier phénomène indique que les porteurs sont piégés en un temps court que l'on peut assimiler à la durée de vie des électrons. Ce phénomène de piégeage est prépondérant quel que soit la température de recuit, même si son amplitude diminue légèrement avec la température.

➤ Interprétations des résultats

Premièrement, les résultats obtenus sont satisfaisants pour envisager des applications THz, les temps de vie des électrons sont en effet inférieurs à la picoseconde jusqu'à un recuit de 450°C et même à 500°C, ils restent de l'ordre de la picoseconde. Les procédés de l'implantation et du recuit combinés constituent donc, de ce point de vue, un moyen efficace pour fabriquer un matériau de qualité pour l'optoélectronique ultrarapide. Ces résultats sont conformes à certains résultats déjà publiés [61], [63].

Il est intéressant d'analyser l'influence du recuit sur les temps de vie des porteurs et les différences obtenues entre les mesures en réflexion et en transmission. Rappelons tout d'abord que la densité de défauts structuraux créée par l'implantation d'ions Fer ($7.10^{22} \text{ cm}^{-3}$) est supérieure de trois ordres de grandeur à celle créée par l'irradiation d'ions Brome. En plus des défauts structuraux, l'implantation a engendré une densité de défauts ionisés évaluée à $6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Et cette distribution n'est pas homogène le long de la couche, elle n'est significative qu'à partir de 400 nm d'épaisseur d'échantillon (Figure 28).

Les temps mesurés en réflexion sont plus longs que ceux obtenus en transmission. Ce phénomène est très intéressant car il confirme que la densité d'ions incorporés est plus importante dans la profondeur du matériau. En effet, la mesure en réflexion donne une information en surface de l'échantillon tandis que la mesure en transmission caractérise tout le volume de la couche active. De plus, les amplitudes du phénomène de piégeage sont plus importantes pour les mesures en transmission, donc dans le volume de la couche. Ainsi, il est confirmé que les ions incorporés jouent un rôle très important dans le piégeage des porteurs. Ils forment un niveau profond d'accepteurs avec des défauts complexes. Cela confirme les résultats des mesures électriques de résistivité et de mobilité. Le recuit, contrairement à des couches irradiées dont les seuls niveaux de défauts sont des donneurs peu profonds, permet d'augmenter la mobilité tout en conservant des temps de vie très courts et en assurant une bonne résistivité du matériau (voir chapitre 2 paragraphe V-4). Le temps de vie des électrons est légèrement plus long par rapport à une irradiation Brome mais la résistivité des couches implantées est bien meilleure (deux ordres de grandeur).

Il est donc confirmé que l'implantation d'ions Fer crée un niveau profond d'accepteurs. Cela est également appuyé par la comparaison de ces résultats avec ceux de matériaux irradiés par des ions Or ou Hydrogène et recuits [52]. En effet, un matériau irradié voit la durée de vie de ses porteurs augmenter considérablement avec la température de recuit (de 0,3 ps sans recuit à quelques dizaines de ps pour un recuit à 400°C). Cela indique qu'un recuit tend à diffuser les défauts structuraux et donc à « réparer » le matériau en réarrangeant sa structure cristalline. Pour un matériau implanté avec des ions Fer, le recuit n'augmente que légèrement le temps de vie des porteurs. Cela enrichit l'explication selon laquelle les ions Fer forment un niveau de

pièges, qui est diffusé de manière moins sensible que les défauts structuraux par les différents recuits.

Le recuit a donc pour effet de diffuser dans la couche les défauts structuraux (lacunes, antisites et interstitiels) et les ions incorporés. Ces ions peuvent alors se loger à la place de lacunes ou sur des sites interstitiels. Plus la température du recuit est importante, plus le temps de vie des porteurs obtenu est long. Notons immédiatement que le cas du recuit à 480°C est un cas particulier pour lequel les conditions de recuit sont incertaines (problème d'asservissement avec le four RTP). Ne tenons donc pas compte de ce recuit à 480°C pour l'interprétation des résultats.

Soulignons également qu'il a été impossible d'obtenir une mesure sur l'échantillon non recuit. Cette incapacité est peut-être due à une extrême rapidité de capture des électrons qui empêcherait toute mesure temporelle. Dans ce cas, les électrons créés seraient instantanément piégés, compte tenu de la très grande densité de défauts par rapport à l'irradiation d'ions Brome.

➤ **Modèle d'Arrhénius pour l'évolution des temps caractéristiques en fonction de la température de recuit**

Le temps de vie des porteurs s'allonge avec la température du recuit car la diffusion des défauts est plus importante. Les évolutions des temps de vie des porteurs en fonction de la température de recuit en Kelvin sont proposées sur la Figure 53. Ils ont été mesurés en réflexion et en transmission (**et pris comme les temps à 1/e de la valeur maximale**). Ces évolutions sont comparées à un modèle d'Arrhenius.

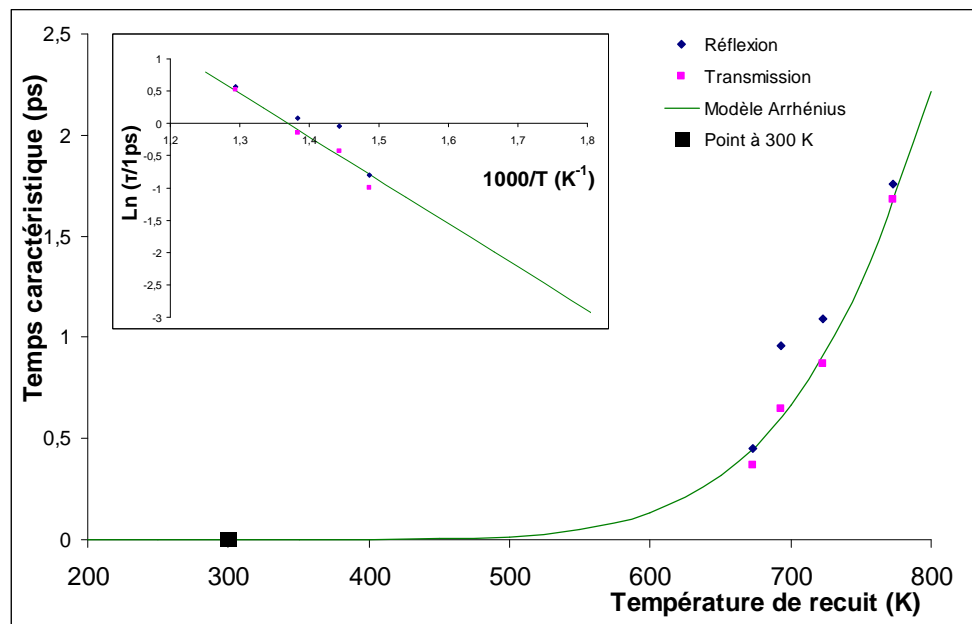


Figure 53 : Evolution des temps caractéristiques mesurés en réflexion et en transmission en fonction de la température de recuit pour les échantillons implantés Fer – Comparaison avec un comportement de type Arrhenius

L'évolution des temps caractéristiques obtenus en fonction de la température de recuit pour les échantillons implantés Fer semble suivre un comportement de type Arrhenius. Dans ce cas, l'évolution du temps caractéristique τ est régie par l'équation suivante :

$$\tau = \tau_0 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad (\text{Equation 3. 29})$$

Où le terme τ_0 représente le temps caractéristique pour une température de recuit « infinie », c'est-à-dire pour le matériau dont tous les défauts se seraient totalement diffusés. Le facteur E_a définit une énergie d'activation et k_B est la constante de Boltzmann.

D'après ce modèle, les valeurs suivantes ont été obtenues :

$$\begin{cases} \tau_0 = 9600 \text{ ps} = 9,6 \text{ ns} \\ E_a = 578 \text{ meV} \end{cases}$$

Il est intéressant de remarquer que le terme τ_0 atteint une valeur effectivement proche de celle du matériau intrinsèque (de l'ordre de 10 ns). Le modèle d'Arrhenius est confirmé puisque d'après celui-ci, le terme τ_0 désigne la durée de vie des porteurs pour une température de recuit très élevée, donc pour une température où les défauts auraient disparu, c'est-à-dire où le matériau présenterait un comportement intrinsèque.

Ensuite, la valeur obtenue pour l'énergie d'activation E_a vaut 578 meV. Il est important de souligner ici que le modèle d'Arrhenius présenté décrit le temps de vie des porteurs en fonction de la température de recuit et non en fonction de la température de fonctionnement. Cette distinction entre température de fonctionnement et température de recuit signifie que l'énergie d'activation obtenue ne peut être interprétée comme l'énergie d'ionisation ou d'activation des défauts. D'ailleurs, la base de données de l'institut Ioffe ou encore les travaux de Prabhakar [105] évaluent l'énergie d'ionisation des ions fer dans l'InGaAs à 150 meV. Une autre interprétation doit donc être donnée à l'énergie d'activation d'Arrhenius obtenue. D'après les travaux de l'équipe de Marcinkevicius [106], qui a obtenu le même type de comportement de temps de vie des porteurs en fonction de la température de recuit sur du GaAs implanté par des ions Arsenic, l'énergie d'activation mesurée correspond à l'énergie d'activation pour la disparition des défauts à la fois neutres et ionisés formés par les atomes d'Arsenic en antisite. Cette disparition est assistée par la diffusion des atomes d'Arsenic par le biais des lacunes en Gallium. Par ailleurs, les travaux de Prabhakar montrent que les défauts profonds d'un matériau semi-conducteur ne sont pas en sites substitutionnels, à la différence des défauts peu profonds qui sont en substitution. Cela implique que les défauts profonds présentent un coefficient de diffusion plus élevé et qu'une migration des défauts est possible. L'énergie d'activation de 578 meV obtenue ici correspond donc à une énergie d'activation pour la disparition des défauts par leur diffusion via les lacunes en éléments III. L'augmentation monotone de la durée de vie des porteurs en fonction de la température de recuit peut donc s'expliquer, à travers l'équation du modèle de Shockley-Read-Hall, par une diminution de la concentration des défauts, ou bien une diminution de la section efficace de capture de ces défauts, ou bien les deux à la fois. Cette interprétation est appuyée par les mesures de résistivités obtenues au chapitre 2 paragraphe V-4, où il a été remarqué que les défauts activés diffusent faisant chuter la résistivité puis passent de l'état de défauts profonds à l'état de défauts de substitution.

En d'autres termes, l'implantation d'ions Fer induit la formation de lacunes et de défauts ionisés et consolide un niveau d'accepteurs activé. La diffusion des défauts induite par le recuit allonge la durée de vie des porteurs selon un comportement de type Arrhenius en

fonction de la température de recuit. Physiquement, cela signifie que les défauts réparés par le recuit sont de moins en moins accessibles géométriquement aux porteurs à mesure que la température de recuit est élevée. La concentration des défauts diminue donc avec la température de recuit. Il est intéressant de souligner l'analogie avec la théorie des collisions qui découle de la théorie cinétique des gaz. Cette théorie stipule que le coefficient de vitesse d'une réaction bimoléculaire en phase gazeuse suit une loi de type Arrhenius pondérée par un facteur de fréquence des collisions, lui-même relié à la concentration, la section efficace de collisions et la vitesse des molécules. Le comportement d'Arrhenius pour le temps de vie des porteurs dans le semi-conducteur décrit précédemment, serait donc le pendant de la théorie des collisions pour un gaz d'électrons libres du modèle de Drude. Et rappelons que selon le modèle de Shockley-Read-Hall, le temps de capture d'un porteur est relié à la concentration de défauts, la section efficace de capture et la vitesse thermique des porteurs (équation 3.19).

VI - Résultats obtenus pour les échantillons InGaAs implantés par des ions Hydrogène

VI.1- Mesure spectrale du coefficient d'absorption

Les spectres d'absorption des échantillons implantés aux ions Hydrogène sont reportés sur la Figure 54.

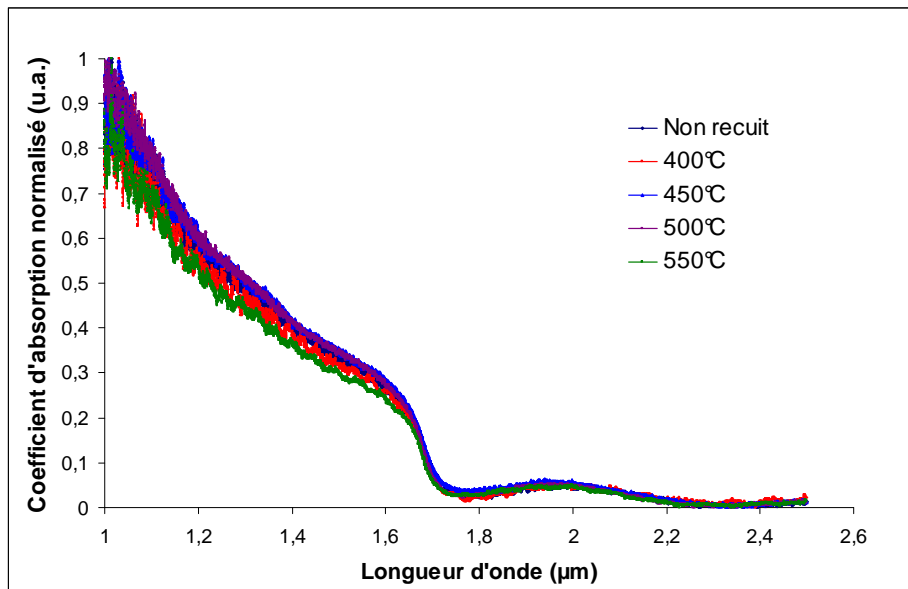


Figure 54 : Evolution spectrale du coefficient d'absorption des échantillons implantés aux ions Hydrogène

Pour ces échantillons, le seuil d'absorption est situé à 1,7 μm et le point d'inflexion de l'absorption est plus brutal et marqué que pour les autres matériaux. Là encore, le recuit n'a que peu d'effet sur le coefficient d'absorption. En revanche, le fait que le changement d'absorption soit plus marqué pour ces échantillons est intéressant. Rappelons que l'implantation Hydrogène a été effectuée à des doses et énergies plus faibles que pour les autres échantillons. Il en résulte que la structure cristalline du matériau est moins endommagée et que la concentration de défauts est moins importante. En conséquence, le coefficient d'absorption conserve un comportement plus proche du matériau intrinsèque. On peut en déduire que l'endommagement du matériau intrinsèque induit par un bombardement ionique tend effectivement à décaler le seuil d'absorption vers les longueurs d'onde plus élevées et à écraser le front d'absorption. L'énergie de bande interdite est donc plus faible pour les matériaux fortement endommagés par un bombardement ionique. La concentration de défauts pour les échantillons implantés par des ions Hydrogène étant plus faible que pour les autres matériaux, l'absorption résiduelle vers 1,95 μm est moins visible ici.

VI.2- Mesure des temps caractéristiques en réflexion et en transmission

➤ Mesure en réflexion

Les mesures des variations temporelles du coefficient de réflexion pour les échantillons implantés Hydrogène sont proposées sur la Figure 55.

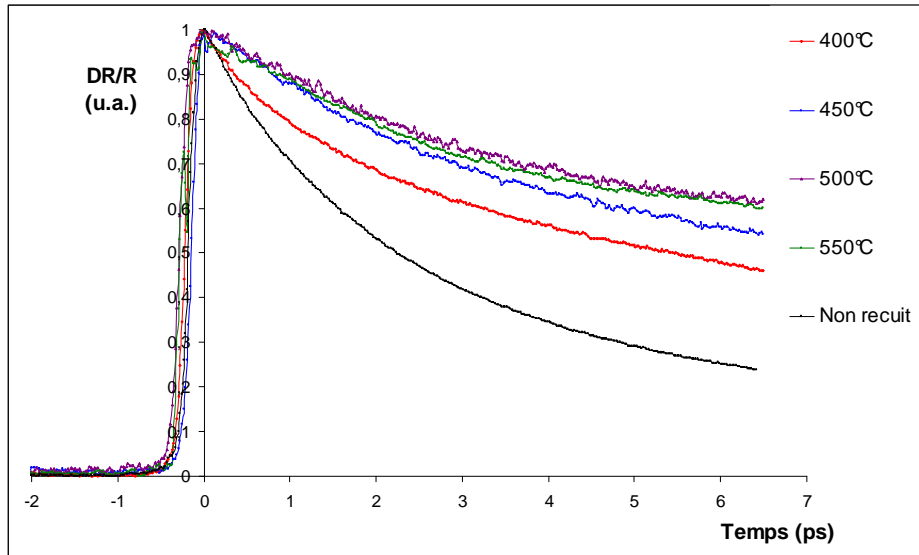


Figure 55 : Variations temporelles normalisées du coefficient de réflexion pour les échantillons implantés Hydrogène pour différentes températures de recuit

Les courbes suivent une décroissance bi-exponentielle avec des temps caractéristiques d'autant plus longs que la température de recuit est élevée. Les mesures des temps caractéristiques avec leurs coefficients de pondération sont reportées dans le Tableau 20.

	NR	H-400	H-450	H-500	H-550
Température de recuit (°C)	/	400	450	500	550
A₁	0,6	0,25	0,25	0,25	0,25
τ₁ (ps)	1,9	1,1	2	2,1	2
A₂	0,4	0,75	0,75	0,75	0,75
τ₂ (ps)	10,5	13,2	18	28	25
A₁τ₁+ A₂τ₂ (ps)	5,34	10,17	14,05	21,52	19,25

Tableau 20 : Amplitudes et temps caractéristiques mesurés en réflexion caractérisant la relaxation des porteurs dans les échantillons implantés aux ions Hydrogène.

L'échantillon non recuit présente un effet prédominant avec un temps court (1,9 ps) et un deuxième phénomène avec un temps long (10,5 ps). Pour tous les échantillons recuits, c'est le deuxième phénomène aux temps longs qui est prépondérant. Comme attendu, plus la température de recuit est élevée plus la durée de vie des porteurs est longue.

➤ Mesure en transmission

Les mesures des variations temporelles des coefficients de transmission des échantillons implantés Hydrogène, obtenues dans les mêmes conditions expérimentales, sont présentées sur la Figure 56.

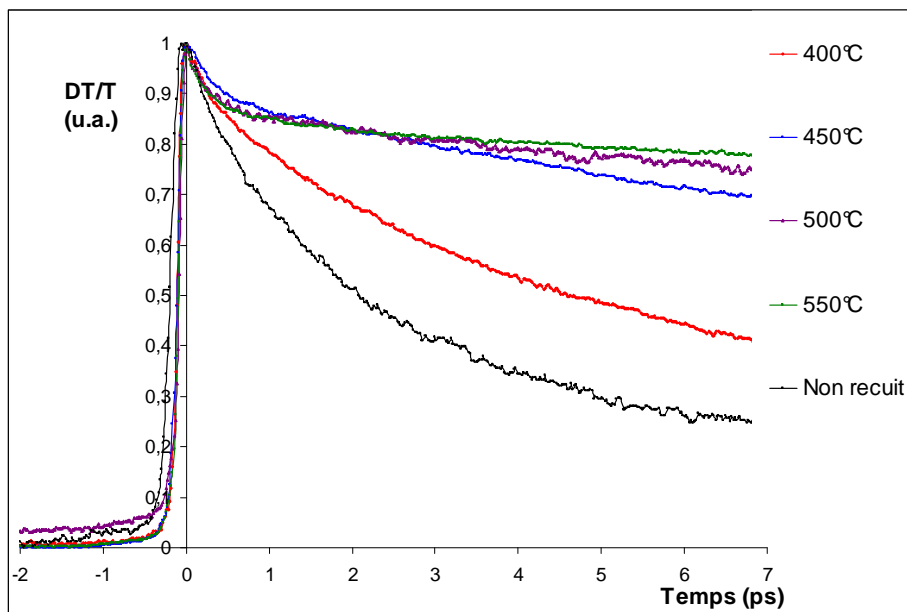


Figure 56 : Variations temporelles normalisées du coefficient de transmission pour les échantillons implantés Hydrogène pour différentes températures de recuit

Les courbes obtenues suivent une décroissance bi-exponentielle selon des temps caractéristiques et des amplitudes reportés dans le Tableau 21. Une première décroissance peut être attribuée de la même manière que pour les autres échantillons au temps de capture des électrons libres. Alors, ce piégeage des électrons semble saturer et un second processus entre en jeu, que l'on peut attribuer à une recombinaison électrons-trous suivant un temps beaucoup plus long. Les différents temps caractéristiques obtenus avec leur coefficient de pondération associé sont reportés dans le Tableau 21.

	NR	H-400	H-450	H-500	H-550
Température de recuit (°C)	/	400	450	500	550
A₁	0,68	0,25	0,1	0,13	0,15
τ₁ (ps)	1,8	1,1	0,3	0,3	0,3
A₂	0,32	0,75	0,9	0,87	0,85
τ₂ (ps)	21	11,5	25	45	66
A₁τ₁+ A₂τ₂ (ps)	7,95	8,90	22,50	39,20	56,15

Tableau 21 : Temps caractéristiques mesurés en réflexion et en transmission pour les échantillons implantés Hydrogène

De même que pour les mesures en réflexion, seul l'échantillon non recuit présente un premier phénomène rapide prépondérant. Les échantillons recuits sont fortement influencés par le second phénomène plus long. On peut en déduire que le recuit a pour effet de réparer les

défauts au sein du matériau. Du fait d'une concentration en défauts moins importante, le phénomène de piégeage sature alors et le phénomène de recombinaison devient prédominant.

Remarquons également avant d'interpréter ces résultats que les temps à $1/e$ de la valeur maximale obtenus en transmission sont beaucoup plus longs que ceux obtenus en réflexion.

➤ Interprétation des résultats

En premier lieu, les temps obtenus de quelques picosecondes sont décevants en comparaison des résultats des autres couches. Ils restent toutefois acceptables pour l'optoélectronique ultrarapide (quelques picosecondes).

Rappelons que l'implantation d'ions Hydrogène provoque la formation de défauts structuraux du même type que pour une implantation d'ions Fer ou une irradiation mais en concentration moindre ($3,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Et la densité d'ions incorporés est également plus faible ($1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) que pour l'implantation d'ions Fer, même si elle est distribuée sur tout le volume de la couche (Figure 27). Les résultats des mesures électriques avaient amené à la conclusion que les défauts structuraux forment un niveau de donneurs peu profond du même type que ceux formés pour les matériaux irradiés par des ions Brome. Une résistivité légèrement plus élevée pour le matériau implanté par des ions Hydrogène par rapport au matériau irradié par des ions Brome avait été expliquée par la présence d'ions dans la couche active qui formeraient un niveau très superficiel d'accepteurs, une fois activés par le recuit.

Premièrement, ce qui est frappant ici, c'est la différence entre les mesures de réflexion et de transmission. Les temps caractéristiques mesurés en réflexion sont, de manière générale, plus courts que ceux obtenus en transmission. Et à partir du recuit à 450°C , les mesures en transmission sont très fortement dominées par un phénomène long. Le recuit opéré sur les matériaux tendrait donc à diminuer la concentration des pièges étant donné que le phénomène de piégeage sature déjà partir du recuit à 400°C . Les mesures électriques confirment également le changement de comportement du matériau implanté Hydrogène à partir d'une température de recuit de 450°C . L'effet du recuit serait donc de « réparer » le matériau à travers un réarrangement cristallin. Les pièges devenant moins efficace car moins denses, les temps de vie des porteurs deviendraient plus longs car ils seraient soumis à une recombinaison électrons-trous plus lente. En réflexion, toutefois, l'effet du recuit est légèrement moins marqué. Cela pourrait s'expliquer soit par des effets de recombinaison de surface, soit par un effet de courbure des bandes à la surface du matériau qui tendrait à accélérer les porteurs sous l'effet d'un champ de surface. Ou encore, un autre type d'explication plausible consisterait à stipuler que les défauts diffuseraient vers la surface sous l'effet du recuit. Quoiqu'il en soit, la mesure en transmission étant plus représentative du comportement des porteurs au sein du matériau, nous allons nous intéresser plus particulièrement aux résultats obtenus en transmission.

Il est important de remarquer que les résultats obtenus ici pour les mesures en transmission sont très similaires, voire presque identiques à ceux obtenus par Joulaud pour une irradiation d'ions Hydrogène avec des doses identiques [52]. Les durées de vie des porteurs ainsi que les mesures de résistivité sont quasiment identiques dans les deux cas mais la mobilité est dix fois moindre dans le cas d'une implantation. On peut en déduire que les ions introduits par implantation, et qui sont donc présents dans la couche active, n'ont qu'un rôle mineur dans la durée de vie des porteurs et donc dans leur piégeage. Ces ions introduits ne forment qu'un niveau très superficiel d'accepteurs qui permet certes d'avoir une résistivité très légèrement

meilleure mais dont l'influence sur la durée de vie des porteurs est négligeable. Cette présence d'ions est d'ailleurs pénalisante vis-à-vis des mobilités que présente le matériau. En résumé, les ions implantés forment un niveau trop superficiel pour jouer un rôle influent sur la durée de vie des porteurs, contrairement au cas de l'implantation d'ions Fer, où les ions introduits forment un niveau profond d'accepteurs.

On peut donc considérer que seuls les défauts structuraux, induits par l'implantation, et formant un niveau de donneurs, interviennent dans le piégeage des porteurs. Joulaud et al. ont étudié précisément l'influence de la température de recuit sur la durée de vie des porteurs. Il a été conclu de ces études que la concentration de défauts structuraux diminuait avec la température de recuit et qu'à partir d'une température de recuit de 600°C, les défauts étaient alors totalement réparés. Cette disparition des défauts serait due à leur diffusion dans le matériau. En diffusant, chaque défaut se recombinerait sur son défaut associé, et plus la température de recuit est élevée, plus la longueur de diffusion est importante.

La courbe de la Figure 57 représente l'évolution des temps caractéristiques mesurés en transmission et pris à 1/e de la valeur maximale, en fonction de la température de recuit. Cette évolution est comparée à un modèle d'Arrhenius.

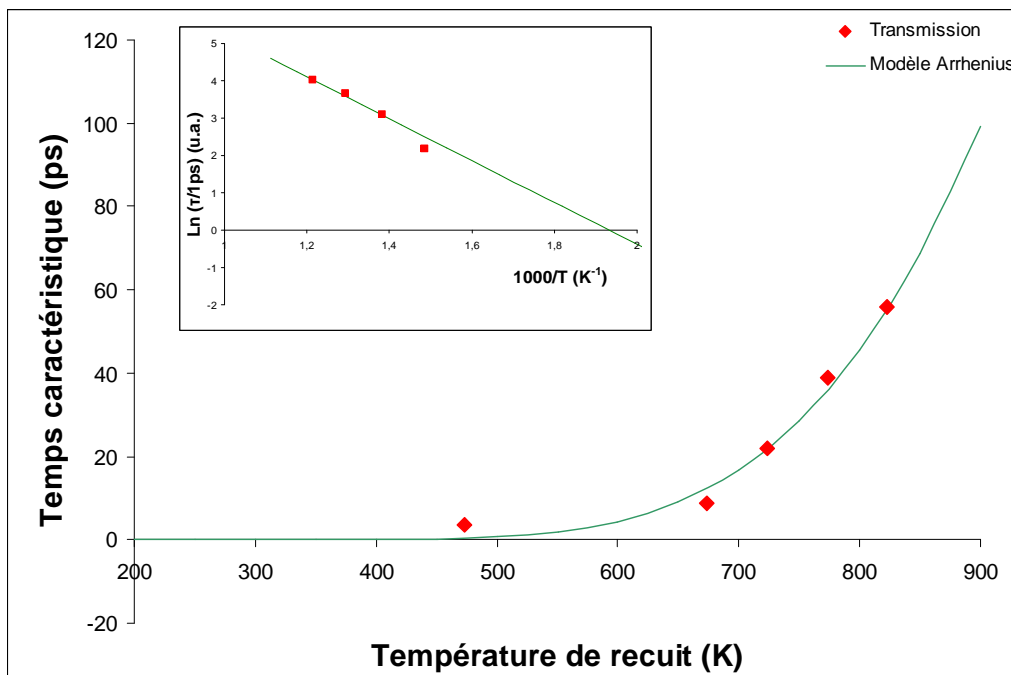


Figure 57 : Evolution des temps caractéristiques mesurés en transmission en fonction de la température de recuit pour les échantillons implantés par des ions Hydrogène – Comparaison avec un comportement de type Arrhenius

Les paramètres suivants ont été obtenus en regard de l'équation 3. 29.

$$\begin{cases} \tau_0 = 50000 \text{ ps} = 50 \text{ ns} \\ E_a = 483 \text{ meV} \end{cases}$$

Pour les échantillons implantés Hydrogène, l'énergie d'activation pour la disparition des défauts via une diffusion s'élève à 483 meV. On rappelle que cette énergie ne concerne que les défauts structuraux, les ions introduits n'ayant pas d'influence sur le temps de vie des

porteurs. Cette énergie est inférieure à celle obtenue pour les échantillons implantés Fer (578 meV). Il est ainsi confirmé que pour le cas d'une implantation d'ions Fer, les défauts ionisés agissent comme des pièges pour les porteurs avec un niveau profond d'accepteurs, niveau plus profond que le niveau d'accepteurs induit par les défauts structuraux, car l'énergie d'activation pour leur disparition est moins élevée. Ainsi les matériaux implantés par des ions Fer résistent mieux au recuit en termes de durée de vie des électrons.

VII - Résultats obtenus pour les couches InGaAs-Basse Température

VII.1- Couches In_{0,53}Ga_{0,47}As basse température à différentes températures de croissance

VII.1.1- Mesure spectrale des coefficients d'absorption

Les spectres d'absorption des couches basse-température crues à différentes températures de croissance (160°C, 190°C et 220°C) sont proposés sur la Figure 58.

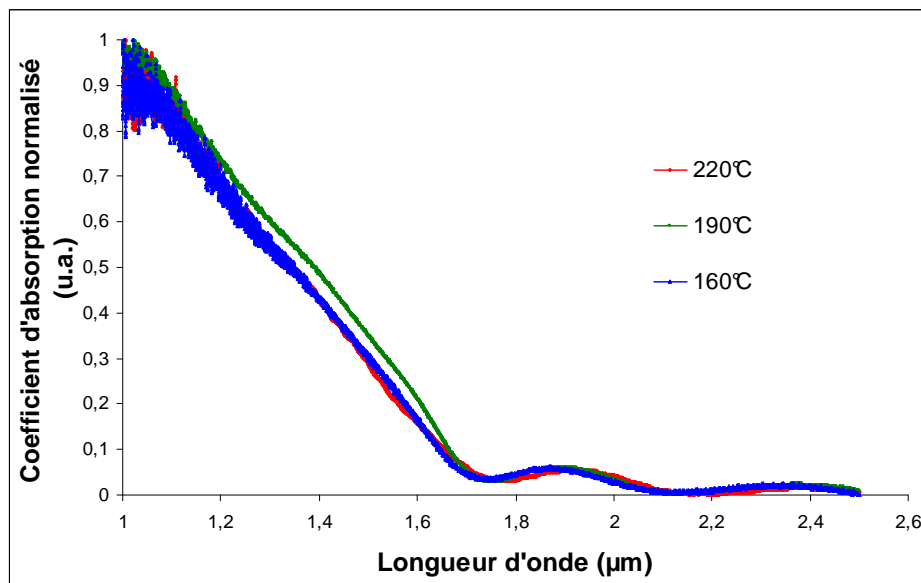


Figure 58 : Evolution spectrale du coefficient d'absorption des couches basse-température crues à différentes températures de croissance

Le seuil d'absorption est situé à un peu plus de 1,7 µm et le front d'absorption est là encore très progressif. Il est ainsi vérifié que la création de défauts natifs structuraux au sein de la couche a tendance à repousser la longueur d'onde d'absorption et donc à diminuer le gap énergétique du matériau.

VII.1.2- Mesure des temps caractéristiques en réflexion et en transmission

Les mesures en réflexion des temps caractéristiques des couches InGaAs basse-température à différentes températures de croissance sont présentées sur la Figure 59.

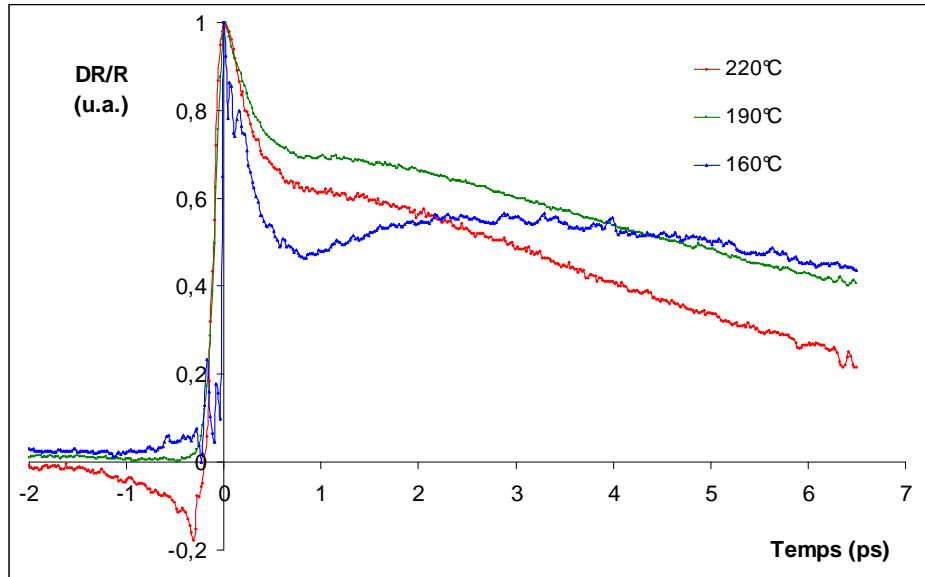


Figure 59 : Variations temporelles normalisées du coefficient de réflexion pour les couches InGaAs basse-température à différentes températures de croissance

Les courbes atteignent un extremum et suivent une première décroissance exponentielle. Mais cette décroissance est stoppée au bout d'une valeur relative du coefficient de réflexion allant de 0,5 à 0,7. Alors un deuxième phénomène a lieu avec une stagnation puis une nouvelle décroissance plus longue pour les températures de croissance de 190°C et 220°C. Pour une température de croissance de 160°C, ce deuxième phénomène démarre par une remontée du coefficient de réflexion sur une durée d'environ 3 ps. Elle est suivie d'une nouvelle décroissance beaucoup plus lente. Deux temps de décroissance sont donc mesurés pour chaque couche, ils sont répertoriés dans le Tableau 22.

Les mesures en transmission des temps caractéristiques des couches InGaAs basse-température à différentes températures de croissance sont présentées sur la Figure 60.

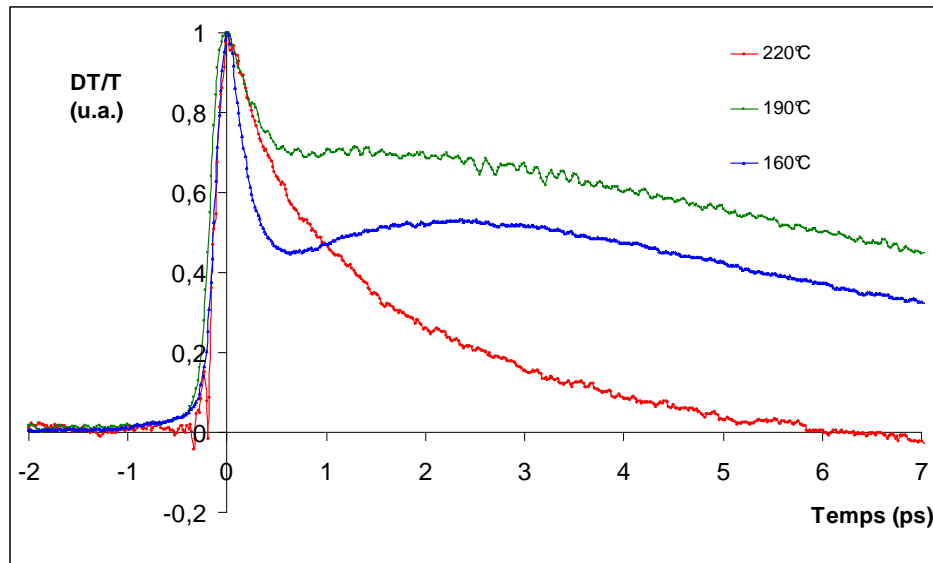


Figure 60 : Variations temporelles normalisées du coefficient de transmission pour les couches InGaAs basse-température à différentes températures de croissance

En transmission, le même type de courbe qu'en réflexion est observé pour des températures de croissance de 160°C et 190°C : une première décroissance rapide puis une stagnation voire une remontée (pour une température de croissance de 160°C) et enfin une deuxième décroissance beaucoup plus lente. La courbe de la couche crue à 220°C suit une décroissance mono-exponentielle. Les différents temps mesurés sont présentés dans le Tableau 22.

	InGaAs-BT-1.1	InGaAs-BT-1.2	InGaAs-BT-1.3
Température de croissance (°C)	160°C	190°C	220°C
Temps caractéristique n°1 en DR (ps)	0,65	1,3	1,05
Temps caractéristique n°2 en DR (ps)	30	8	7,5
Temps caractéristique n°1 en DT (ps)	0,5	1,25	1,2
Temps caractéristique n°2 en DT (ps)	8,5	10	/

Tableau 22 : Temps caractéristiques mesurés en réflexion et en transmission pour les couches InGaAs basse-température à différentes températures de croissance

Les temps caractéristiques de la première décroissance obtenus en réflexion et en transmission sont satisfaisants (inférieurs ou de l'ordre de la picoseconde). Ils semblent correspondre à un temps de capture par les pièges créés lors de la croissance. Une croissance à 160°C induisant une plus grande concentration de défauts dans le matériau, les temps obtenus sont les plus courts pour cette couche (0,5 ps). Toutefois, en raison des résistivités obtenues et de l'optimisation de la croissance EJM, une température de 200°C a été choisie pour la seconde série de croissance basse-température avec un dopage au Béryllium. Le second phénomène présente des temps relativement longs qui seraient préjudiciables ou perturbateurs lors de l'utilisation de ces matériaux pour réaliser des antennes photoconductrices THz. Il est donc important de pouvoir expliquer ce phénomène et éventuellement d'y remédier.

➤ **Interprétation du phénomène de remontée et de deuxième décroissance lente**

A ce stade, deux types d'hypothèses peuvent être proposés pour expliquer le phénomène inattendu survenant à la suite de la première décroissance. Rappelons d'abord qu'au regard des mesures électriques obtenues sur ces matériaux et notamment des résistivités très faibles ($0,01 \Omega \cdot \text{cm}$), la croissance basse-température induit la formation d'un niveau de donneurs très superficiel, très proche de la bande de conduction, ce qui se traduit notamment par des concentrations très élevées de porteurs libres. Cela a entre autres justifié, pour la seconde série de couches basse-température fabriquées, l'introduction de dopants de type p (Béryllium) pour assurer une compensation des porteurs libres.

Le premier type d'explication pour les courbes obtenues s'appuie sur un phénomène de saturation des pièges. Les porteurs créés seraient d'abord capturés par les pièges suivant un temps caractéristique défini. Alors, si les pièges sont en concentration insuffisante par rapport à la concentration des photoporteurs, le piégeage sature, ce qui expliquerait une stagnation du coefficient de réflexion. Le deuxième phénomène observé qui est plus long serait alors dû à une recombinaison électrons-trous plus lente que le piégeage. Mais cette interprétation est insuffisante pour expliquer le phénomène de remontée observée pour la couche crue à 160°C , à moins qu'un phénomène de création d'un dipôle par séparation des barycentres des charges positives et négatives puisse expliquer que les porteurs acquièrent à nouveau de l'énergie par la force électrostatique transmise par le dipôle. On aurait alors un phénomène du type effet Dember. Ou bien, une partie des électrons capturés par les pièges repasseraient rapidement dans la bande de conduction.

Le deuxième type d'explication possible consiste à considérer que trois types d'absorption sont en concurrence. La première absorption serait l'absorption interbande classique de la bande de valence créant des électrons dans la bande de conduction. Les deux autres absorptions rentrant en concurrence seraient l'absorption depuis les niveaux situés dans l'intervalle de la bande interdite, ou bien encore une absorption par les porteurs libres. La première absorption créerait des électrons en fond de bande de conduction tandis que les électrons créés par les autres absorptions auraient acquis une énergie plus importante. Les électrons en fond de bande de conduction seraient capturés directement par les pièges, ce qui expliquerait la première décroissance. Les électrons ayant acquis plus d'énergie dans la bande de conduction seraient alors soumis à un phénomène de diffusion au sein de la bande de conduction pouvant créer des phonons et atteindre des vallées latérales, notamment la vallée L. Ces charges entreraient alors dans une phase de diffusion intervallées. Il est très intéressant de se référer aux travaux de Ralph et al. [107] qui montrent que le temps de relaxation des électrons en excès d'énergie de la vallée L pour retourner à la vallée Γ est évalué à 3,1 ps pour des couches d'InGaAs. Ces électrons en excès d'énergie diffusent alors vers le fond de la bande de conduction avec une durée de 3,1 ps. Ce phénomène de diffusion intervallées pourrait expliquer une remontée ou une stagnation des coefficients de réflexion et de transmission à une date d'environ 3 ps. Puis une décroissance lente aurait lieu pendant laquelle les phénomènes de diffusion intervallées, de capture par les pièges et de recombinaison électrons-trous entreraient en concurrence. La courbe en transmission de la couche crue à 220°C n'adopte pas ce type de comportement singulier. Cela pourrait s'expliquer par la nature plus profonde des défauts créés lors de la croissance. Les niveaux de défauts dans la bande interdite seraient plus profonds que pour les autres couches et donc l'absorption optique par les porteurs libres serait moins efficace, ce qui expliquerait que cette couche ne subisse pas ce phénomène de diffusion intervallées. Cette couche est toutefois sujette au phénomène particulier pour une mesure en réflexion. On pourrait alors l'expliquer

par les courbures de bande à la surface du matériau qui rendraient le niveau de défauts plus proche de la bande de conduction.

Ces hypothèses seront plus particulièrement développées dans l'étude des couches basse-température dopées Béryllium, qui apportent des informations supplémentaires pour expliquer ces phénomènes avec notamment l'influence du recuit.

VII.2- Couches $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ basse température (200°C) dopées Béryllium

VII.2.1- Mesure spectrale des coefficients d'absorption

Les spectres d'absorption des couches basse-température dopées Béryllium recuites et non recuites sont tracés sur la Figure 61.

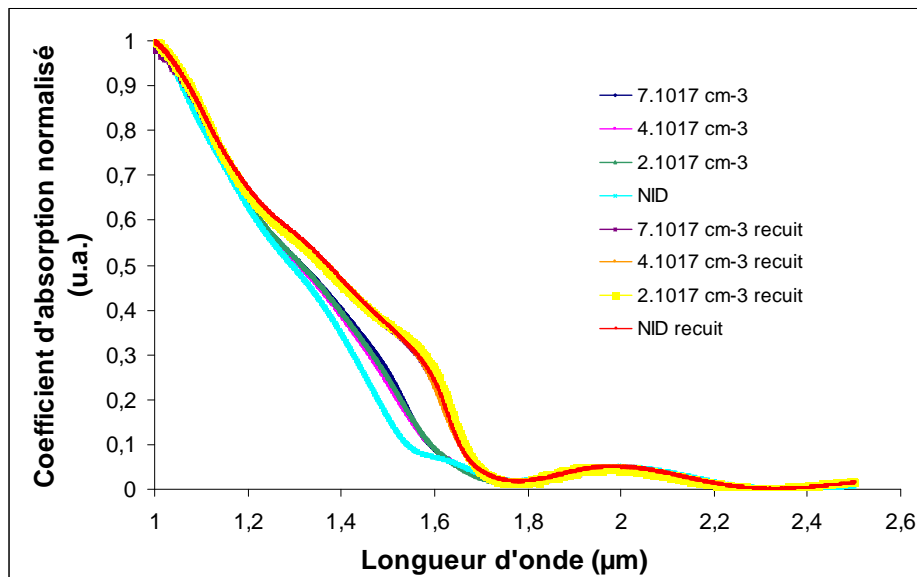


Figure 61 : Evolution spectrale du coefficient d'absorption des couches basse-température dopées Béryllium recuites et non recuites

Les spectres obtenus montrent que le recuit a pour effet de rendre le changement d'absorption plus abrupt et de décaler le seuil d'absorption vers les grandes longueurs d'onde. Le seuil des couches non recuites est en effet situé à environ $1,6 \mu\text{m}$ tandis que celui des couches recuites est situé à $1,7 \mu\text{m}$. Ensuite, la courbe obtenue implique que le recuit a pour effet de réduire l'efficacité des défauts natifs induits par une croissance à basse température, rendant le comportement en absorption du matériau plus proche de celui du matériau intrinsèque. Le recuit a donc tendance à réparer le matériau et à effacer les défauts. Enfin, pour les couches non recuites, on observe que l'absorption des couches dopées est légèrement plus importante que pour la couche non dopée, et intervient à une énergie moins élevée. Cela confirmerait une absorption par les niveaux d'accepteurs induits par la présence des dopants, et une absorption par les porteurs libres.

Les couches semblent présenter une absorption résiduelle vers 2 μm , sur une plage d'énergie assez importante. Cela signifie que les niveaux de défauts sont étalés sur une bonne partie de la bande interdite, ou bien qu'une absorption par les porteurs libres est assez conséquente.

VII.2.2- Mesure des temps caractéristiques en réflexion et en transmission

➤ Couches dopées Béryllium crues à 200°C non recuites

Les mesures des variations temporelles des coefficients de réflexion et de transmission obtenues pour les couches basse-température dopées Béryllium crues à 200°C, sont présentées sur la Figure 62 et la Figure 63 respectivement.

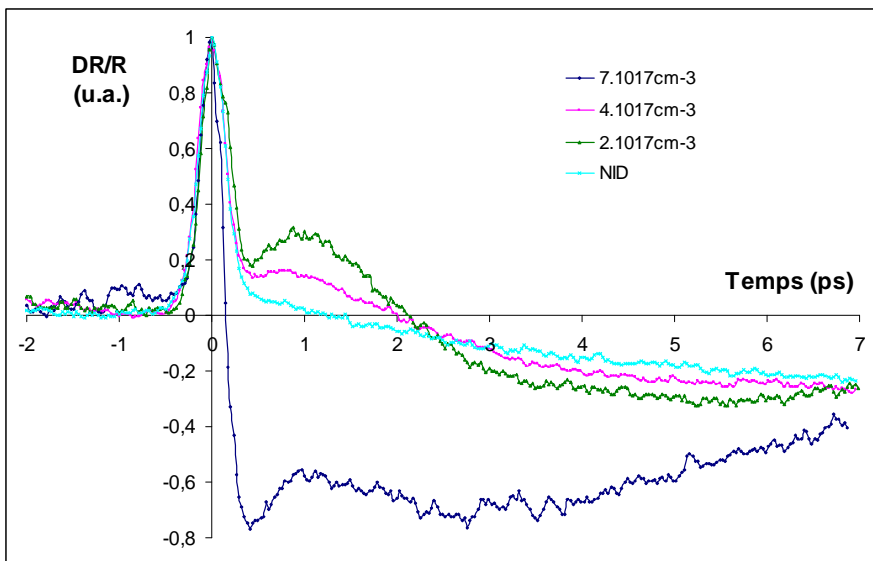


Figure 62 : Variations temporelles normalisées du coefficient de réflexion pour les couches basse-température (200°C) dopées Béryllium à différents taux de concentration et non recuites (NID = non intentionnellement dopé)

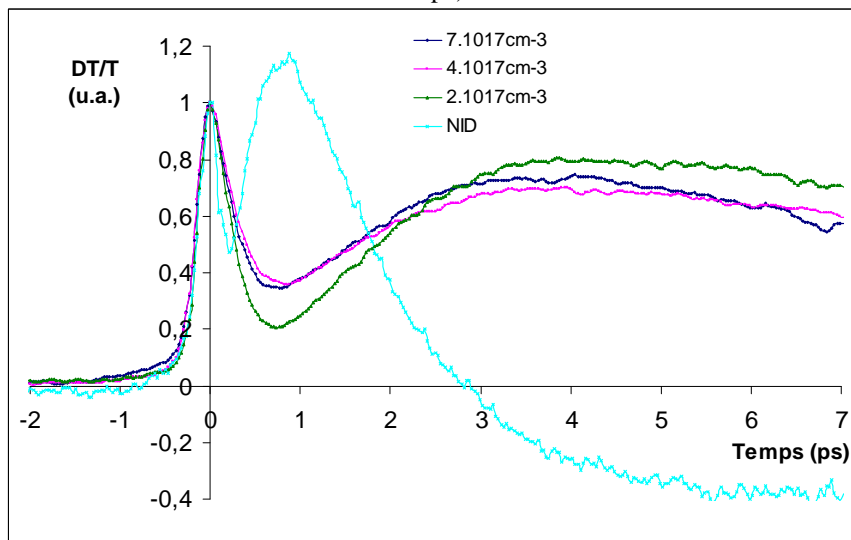


Figure 63 : Variations temporelles normalisées du coefficient de transmission pour les couches basse-température (200°C) dopées Béryllium à différents taux de concentration et non recuites (NID = non intentionnellement dopé)

De même que pour les couches précédentes, on a une décroissance rapide puis une remontée et enfin une décroissance lente. La première décroissance est due à une capture des photoporteurs par les pièges. Elle se fait en un temps court dont les mesures sont répertoriées dans le Tableau 23. Puis, on a une remontée du coefficient de transmission. Cette remontée est rapide (moins d'une picoseconde) pour le cas de la couche non dopée et s'effectue sur un temps plus long évalué à 3,5 ps pour les couches dopées. Les temps mesurés pour la deuxième décroissance sont également récapitulés dans le Tableau 23.

	InGaAs:Be-BT-2.1	InGaAs:Be-BT-2.2	InGaAs:Be-BT-2.3	InGaAs:Be-BT-2.4
Concentration de dopage ($\times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)	/	2	4	7
Temps caractéristique n°1 en DR (ps)	0,25	0,25	0,25	0,2
Temps caractéristique n°2 en DR (ps)	/	/	/	/
Temps caractéristique n°1 en DT (ps)	0,2	0,4	0,5	0,5
Temps caractéristique n°2 en DT (ps)	1,5	20	20	14

Tableau 23 : Temps caractéristiques mesurés en réflexion et en transmission pour les couches basse-température (200°C) dopées Béryllium non recuites

Les couches présentent donc des temps de capture par les pièges très courts (0,2 à 0,5 ps). L'influence de la concentration de dopage ne semble pas suivre ici une tendance particulière. Remarquons cependant que la couche non dopée est plus rapide. Cela peut s'expliquer par l'introduction de dopants qui rendent la couche moins rapide car ils se substituent à certains défauts natifs mais ne sont pas encore actifs car les couches n'ont pas subi de recuit. En raison du phénomène de remontée et d'une seconde décroissance lente (de 1,5 à 20 ps), ces couches sont difficilement exploitables pour la fabrication d'antennes photoconductrices opérationnelles.

De même que pour les couches précédentes, deux hypothèses peuvent être émises pour l'interprétation du phénomène de seconde décroissance. On rappelle que l'une suppose une saturation des pièges au sein du matériau. La seconde hypothèse possible repose sur un phénomène de diffusion intervallées des électrons de conduction ayant un excès d'énergie car ils proviennent d'une absorption par les niveaux de défauts de la bande interdite. Une expérience a été menée en vue d'infirmer ou de confirmer la première hypothèse.

➤ Invalidation de l'hypothèse de saturation des pièges

Il est possible que la concentration des pièges au sein du matériau soit inférieure à la concentration des photoporteurs créés par la pompe. Dans ce cas, une partie seulement des photoporteurs est piégée avec un temps correspondant au temps de capture des pièges et l'autre partie des photoporteurs ne peut être capturée. Ils se relaxent alors en un temps plus long, ce qui pourrait correspondre à un phénomène de recombinaison électrons-trous. Ce phénomène de saturation des pièges a été observé dans du LT-GaAs [28]. Le nombre de photoporteurs créé est proportionnel à la puissance moyenne du laser de pompe (équation 3.21). Afin de déterminer si le phénomène de saturation des pièges a lieu dans les couches étudiées, des mesures en transmission en fonction de la puissance de pompe ont été

effectuées. Les courbes de la Figure 64 présentent l'évolution temporelle du coefficient de transmission de la couche dopée Béryllium à une concentration de $4.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour différentes puissances de pompe.

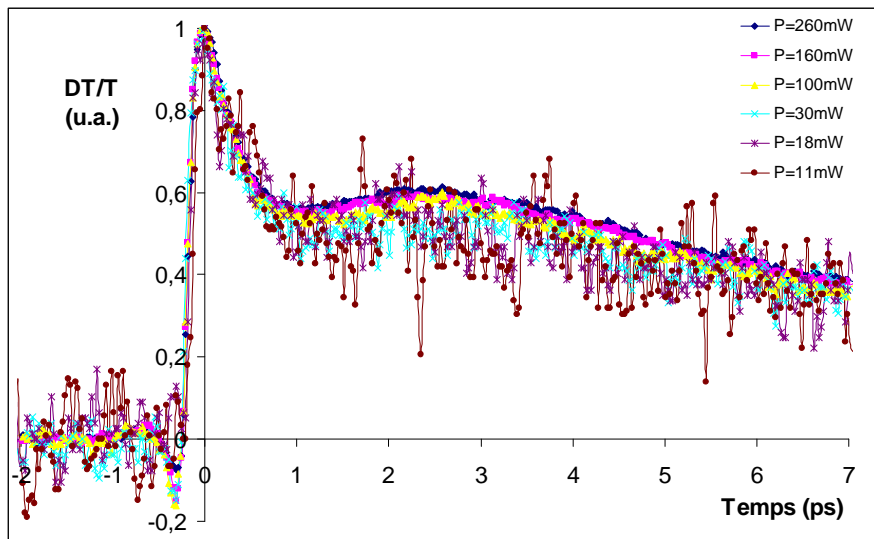


Figure 64 : Variation temporelle du coefficient de transmission différentiel normalisé de la couche BT dopée Béryllium à $4.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour différentes puissances de pompe

Les courbes obtenues à faible puissance de pompe sont bruitées, mais elles suivent la même tendance que pour des puissances plus élevées. Ces résultats montrent que la puissance de pompe ne semble pas avoir d'influence sur le comportement dynamique des porteurs dans le matériau. L'évolution du coefficient de transmission ne dépend pas de la puissance de pompe. L'hypothèse d'une saturation des pièges pour expliquer le comportement des matériaux a donc été écartée. Reste l'hypothèse d'une diffusion intervallées. Remarquons cependant que plus la puissance optique est faible, moins l'amplitude du phénomène est importante, même si ce n'est pas spectaculaire. Voyons d'abord le comportement des couches ayant subi un recuit afin d'étayer l'explication reposant sur un phénomène de diffusion intervallées.

➤ **Couches dopées Béryllium crues à 200°C recuites in-situ à 500°C pendant une heure**

Des mesures dans les mêmes conditions d'expérience ont été réalisées pour les couches ayant subi un recuit in-situ sous pression d'Arsenic d'une durée d'une heure. Les courbes sont proposées sur la Figure 65 et la Figure 66.

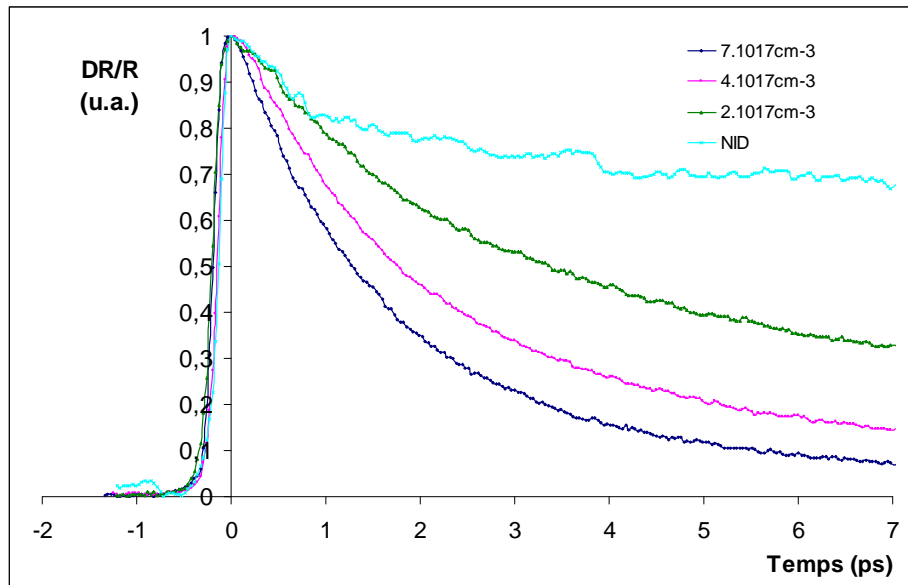


Figure 65 : Variations temporelles normalisées du coefficient de réflexion pour les couches basse-température (200°C) dopées Béryllium à différents taux de concentration recuites (NID = non intentionnellement dopé)

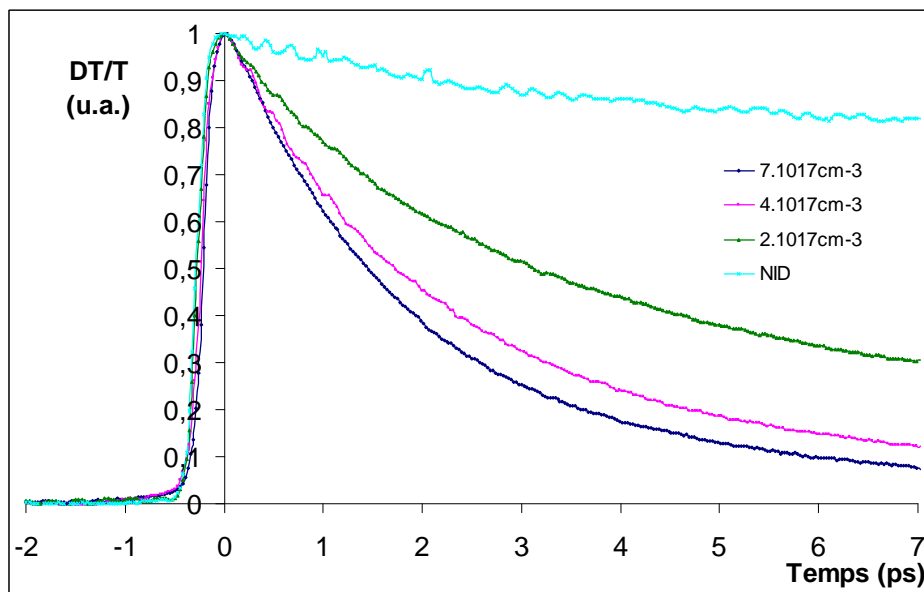


Figure 66 : Variations temporelles normalisées du coefficient de transmission pour les couches basse-température (200°C) dopées Béryllium à différents taux de concentration recuites (NID = non intentionnellement dopé)

Il est intéressant de constater ici que les courbes suivent une décroissance mono-exponentielle, dont les temps caractéristiques sont listés dans le Tableau 24. Le recuit a pour effet de réarranger la structure cristalline des couches et de réorganiser les défauts. La couche non dopée suit le même type de comportement qu'une couche intrinsèque crue à température standard, avec un temps de décroissance très long. Il semble donc que le recuit annule les défauts natifs en réarrangeant la structure cristalline. Les lacunes, les antisites et les interstitiels sont après recuit en concentration bien moindre que pour la couche non recuite. Les niveaux de pièges natifs dans la bande interdite sont donc inopérants après recuit. Cela

devient intéressant quand on étudie les couches dopées. Les porteurs des couches dopées recuites se relaxent rapidement en un temps d'autant plus court que la concentration en Béryllium est importante. Le recuit active donc les dopants en les diffusant dans des sites où ils sont actifs, à la place de lacunes ou en sites interstitiels. Les dopants consolident ainsi un niveau d'accepteurs légèrement au-dessus de la bande de valence. Quant aux défauts natifs, ils sont quasiment inopérants après recuit comme il vient d'être observé pour la couche non dopée.

	InGaAs:Be-BT-2.1	InGaAs:Be-BT-2.2	InGaAs:Be-BT-2.3	InGaAs:Be-BT-2.4
Concentration de dopage ($\times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)	/	2	4	7
Temps caractéristique en DR (ps)	6	4,1	2,6	1,85
Temps caractéristique en DT (ps)	22,5	4,1	2,5	2

Tableau 24 : Temps caractéristiques mesurés en réflexion et en transmission pour les couches basse-température (200°C) dopées Béryllium recuites

Les temps mesurés pour ces couches sont relativement courts (quelques picosecondes). Leur évolution en fonction de la concentration de dopants est intéressante à analyser car cette évolution semble suivre une décroissance hyperbolique comparable au modèle de Shockley-Read-Hall.

➤ **Modèle de Shockley-Read-Hall pour l'évolution du temps caractéristique en fonction de la concentration de dopants Béryllium**

L'évolution des temps caractéristiques mesurés en transmission en fonction de la concentration de dopants Béryllium est tracée sur la Figure 67.

Les tendances des temps caractéristiques mesurés pour les couches recuites semblent suivre une décroissance hyperbolique en fonction de la concentration de dopage. Cela n'est pas sans rappeler le modèle de Shockley-Read-Hall, selon lequel le temps de capture τ par des pièges peut être exprimé par la relation suivante :

$$\tau = \frac{1}{N_d \sigma \langle v \rangle} \quad (\text{Equation 3.19})$$

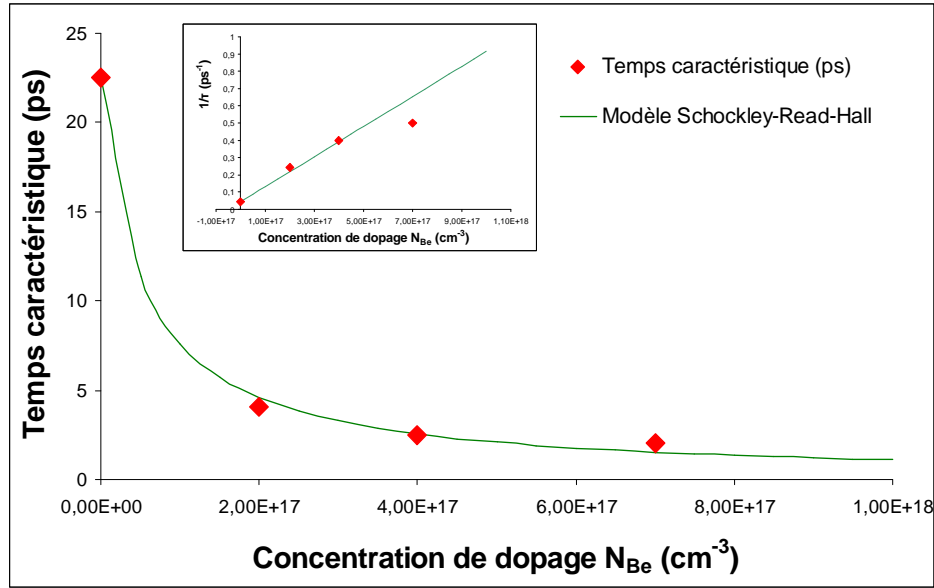


Figure 67 : Evolution du temps caractéristique mesuré en transmission en fonction de la concentration de dopage en Béryllium – Analogie avec le modèle de Shockley-Read-Hall

On rappelle que, pour ce modèle, N_d définit la concentration de pièges, σ la section efficace de capture par les pièges et $\langle v \rangle$ la vitesse moyenne des porteurs libres. Par analogie avec ce modèle, on considère que la concentration des pièges N_d est équivalente à la somme de la concentration des dopants N_{Be} et de la concentration des défauts natifs résiduels N_{nr} pour les couches recuites. En effet, des défauts natifs résiduels sont présents après recuit même s'ils sont en concentration moindre. Cela est justifié par le temps de vie des porteurs de la couche non dopée recuite qui s'élève à 22,5 ps. On a donc :

$$N_d = N_{Be} + N_{nr} \quad (\text{Equation 3. 30})$$

On suppose que la concentration de défauts natifs résiduels et que la section efficace de capture par les pièges après recuit reste la même quelque soit la concentration de dopage. Ceci constitue une approximation grossière, car en fait la présence de dopants fait obstacle à la reconstruction du matériau et à la réparation des défauts, il n'est donc pas tout à fait exact que la concentration de défauts natifs résiduels après recuit reste constante quelque soit le taux de dopage.

Alors, en prenant une vitesse moyenne des porteurs équivalente à la vitesse thermique prise égale à $\langle v \rangle = 10^5 \text{ m.s}^{-1}$, on obtient une section efficace de capture σ et une concentration de défauts natifs résiduels N_{nr} de :

$$\begin{cases} \sigma = 8,7 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \\ N_{nr} = 5,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \end{cases}$$

Le comportement obtenu suppose donc que le recuit des couches dopées a pour effet d'activer et de consolider un niveau d'accepteurs induit par les dopants. De plus, le recuit semble annuler les défauts natifs induits par la croissance à basse-température, au regard du comportement de la couche non-dopée. Après recuit, le matériau ne présente donc plus qu'un niveau d'accepteurs lié aux dopants Béryllium, et ne présente plus de niveau de donneurs efficace. Cela permettrait d'expliquer le comportement observé pour les couches dopées non

recuites et de valider l'hypothèse d'une diffusion intervallées pour le phénomène de deuxième décroissance.

➤ **Hypothèse d'une diffusion intervallées pour le comportement des couches non-recuites**

Les couches non-recuites présentent deux types de défauts. Un niveau de donneurs induit par les atomes d'Arsenic en antisites des éléments III ou en sites interstitiels. Ce niveau est le résultat de la croissance à basse température. Pour les couches dopées, un second niveau d'accepteurs est induit par la présence des dopants. Lorsque le laser de pompe éclaire une couche, différents types d'absorption peuvent entrer en compétition. L'absorption primaire (1) est l'absorption interbande classique, qui fait passer les électrons de la bande de valence à un état excité dans la bande de conduction. Mais il peut y avoir également absorption des photons de pompe par les niveaux de défauts situés dans la bande interdite, ou par les porteurs libres, ce sont des absorptions secondaires (2 et 3). L'absorption par les niveaux accepteurs génère des électrons dans la bande de conduction avec un faible excès d'énergie mais les autres absorptions génèrent des électrons ayant un fort excès d'énergie dans la bande de conduction. Ces phénomènes d'absorption sont illustrés sur la Figure 68.

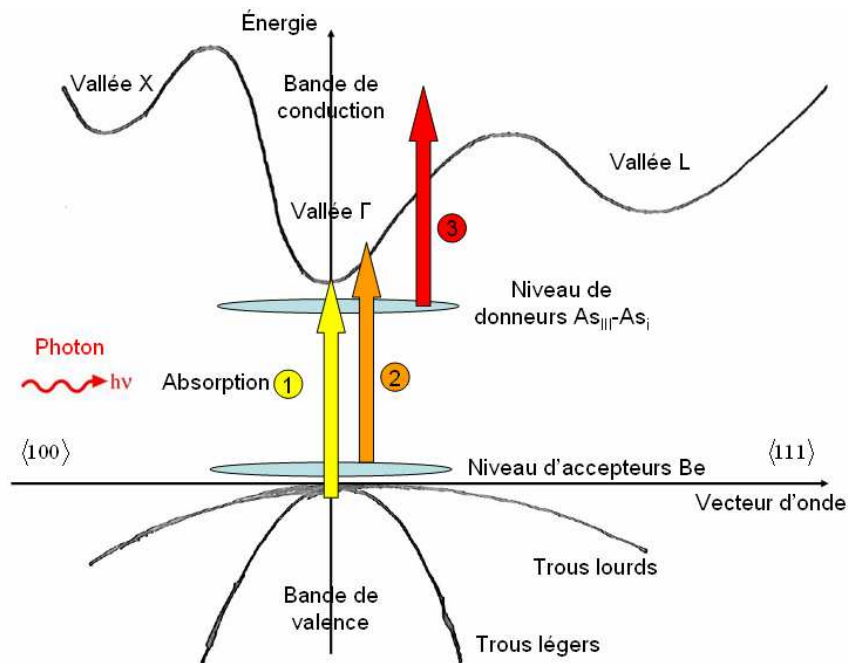


Figure 68 : Mécanismes d'absorption de photons dans les couches BT dopées Beryllium non recuites

Ces électrons fortement excités ne se relaxent alors pas de la même manière que les électrons en fond de bande de conduction. Le comportement de ces électrons en excès d'énergie a été analysé par les travaux de Ralph et al. [107]. Ils sont soumis à un phénomène de diffusion intervallées. Ils peuvent diffuser par l'intermédiaire de phonons de la vallée Γ vers la vallée L. D'après ces travaux, les mécanismes de pertes d'énergie de ces électrons pour retourner à la vallée Γ en bord de bande de conduction présentent des temps de relaxation de 3,1 ps. Mais les électrons en état de surexcitation peuvent également se recombiner dans les défauts. Ce phénomène de diffusion intervallées peut expliquer le comportement inhabituel des couches non recuites observé lors des expériences en réflexion et en transmission. Dans un premier temps, les électrons en bord de bande de conduction présentant un état d'énergie normal sont

capturés par les pièges suivant un temps de relaxation rapide, ce qui explique la première décroissance. Quant aux électrons en état de surexcitation, ils diffusent entre les vallées de la bande de conduction suivant un temps d'environ 3 ps, ce qui explique la remontée du coefficient de réflexion. Puis, ils subissent des phénomènes combinés de diffusion, de piégeage et de recombinaison, ce qui explique la seconde décroissance lente. Les différents mécanismes de relaxation sont schématisés sur la Figure 69.

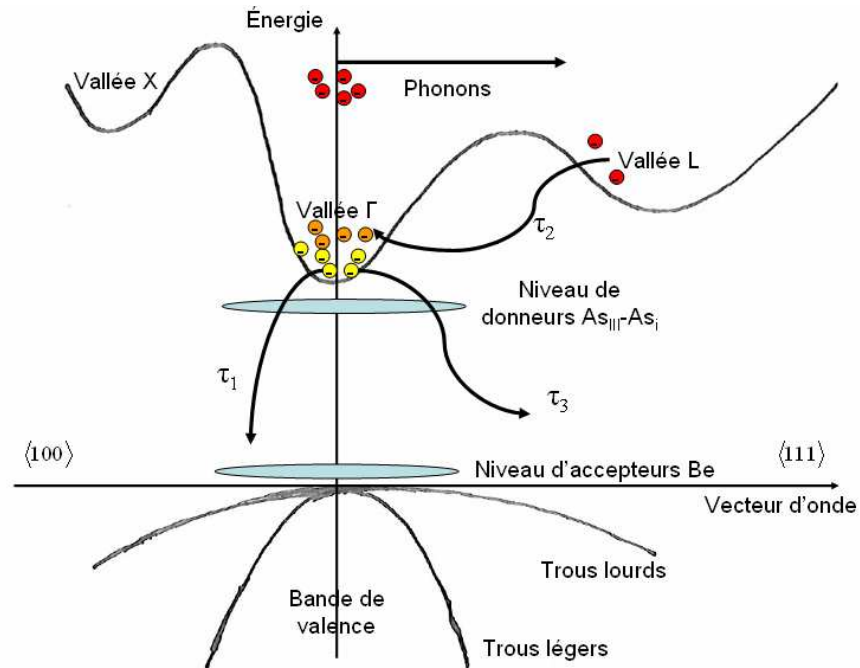


Figure 69 : Mécanismes de relaxation dans les couches BT dopées Beryllium non recuites

On observe que la couche non dopée non recuite présente un comportement beaucoup plus rapide que les couches dopées non recuites. Cela peut s'expliquer en rappelant que la conductivité de la couche non dopée ($2,5 \cdot 10^4 \text{ S.m}^{-1}$) est plus élevée que celle des couches dopées (10^4 S.m^{-1}). La diffusion des électrons surexcités est donc plus rapide pour la couche non dopée que pour les couches dopées.

Si le comportement des couches recuites suit un comportement classique habituel avec une seule décroissance rapide, c'est bien que le recuit a effacé le niveau des défauts natifs de la croissance basse-température. Ainsi, l'absorption par le niveau de donneurs ou par les porteurs libres n'a pas lieu et tous les électrons créés sont en bord de bande de conduction. Ils ont été piégés suivant un temps de relaxation rapide par le niveau d'accepteurs consolidé par la présence des dopants. Cela est illustré sur la Figure 70.

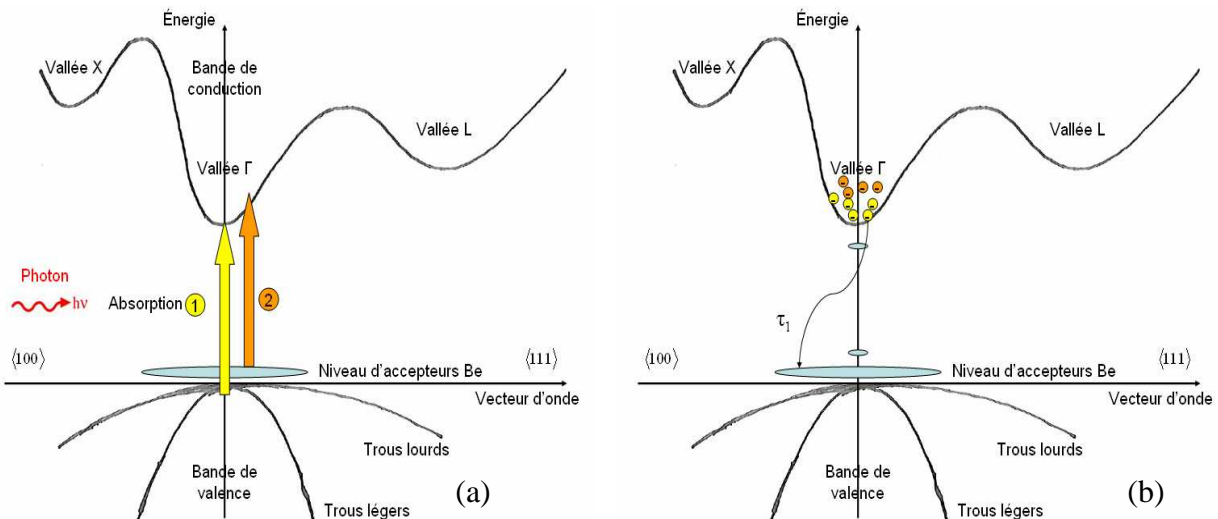


Figure 70 : Mécanismes d'absorption (a) et de relaxation (b) dans les couches BT dopées Béryllium recuites in-situ à 500°C

Enfin, si le phénomène étrange de remontée n'apparaît pas pour les autres types de matériaux que les couches fabriquées à basse température, on peut supposer que c'est la nature des défauts qui est différente. Les défauts des couches InGaAs basse-température sont des défauts natifs produits lors de la croissance et un défaut natif n'a pas de défaut associé compensatoire (donneur-accepteur). Ce sont des défauts moins profonds et en conséquence une absorption depuis ces niveaux ou bien par les porteurs libres du matériau serait beaucoup plus influente. De plus, les couches basse-température (hormis celles qui ont été dopées puis recuites) ne comportent pas de défauts permettant de compenser les niveaux de donneurs.

VIII - Bilan et conclusion

Deux objectifs principaux sont visés lors de la fabrication de matériaux adaptés à la photocommutation à $1,55 \mu\text{m}$: augmenter la résistivité et réduire le temps de vie des porteurs à des temps proches de la picoseconde, par rapport au matériau InGaAs intrinsèque qui présente en effet de faibles résistivités et des temps de vie de porteurs de durée relativement longue. Pour réaliser de tels objectifs, il est nécessaire d'introduire des défauts dans le matériau. Les trois méthodes employées dans le cadre de cette thèse sont la croissance à basse-température, l'implantation ionique et l'irradiation ionique. Mais l'augmentation de la résistivité et la réduction des temps de vie des porteurs s'accompagnent d'une baisse de la mobilité qui constitue également une propriété importante pour un bon matériau photoconducteur. Un compromis entre ces trois propriétés est donc souhaitable pour les matériaux même si la résistivité et les temps de vie restent les critères les plus importants. La Figure 71 et la Figure 72 dressent un bilan des propriétés des différents matériaux fabriqués. Y sont représentés les durées de vie des porteurs en fonction de la résistivité d'une part et de la mobilité d'autre part.

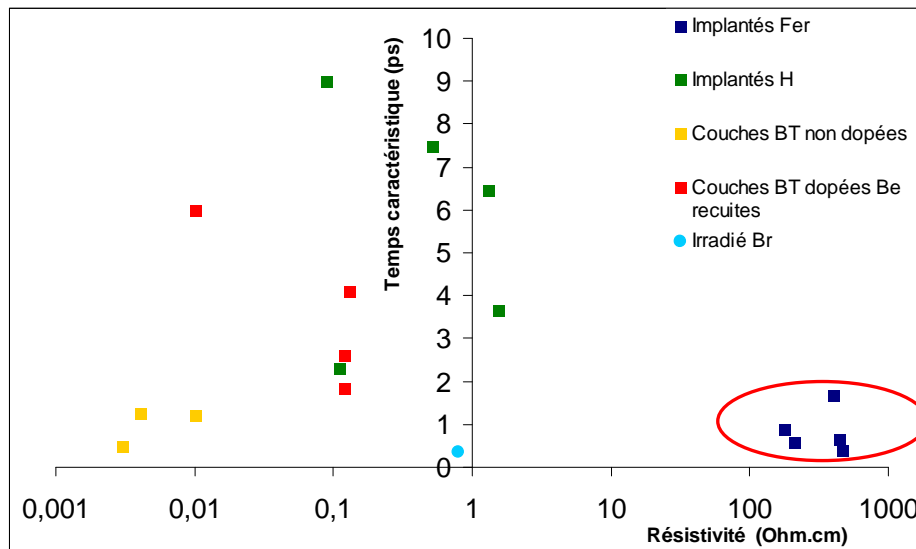


Figure 71 : Temps caractéristiques et résistivités mesurés pour tous les types de matériaux fabriqués

Clairement, les échantillons implantés Fer sont les meilleurs candidats pour réaliser des antennes photoconductrices avec des résistivités de l'ordre de la centaine de $\Omega\cdot\text{cm}$ et des temps de vie subpicoseconde. La couche irradiée par des ions Brome présente des temps de vie très satisfaisants et de bonnes mobilités mais les résistivités de l'ordre de l'unité sont un peu justes. L'implantation d'ions Hydrogène ne permet pas d'obtenir des temps de vie suffisamment courts (quelques picosecondes), ni même d'augmenter la résistivité. Quant aux couches crues à basse température, elles permettent d'obtenir des temps de vie intéressants. Mais il est délicat d'obtenir un matériau très résistif tout en conservant des temps de vie courts, par l'introduction de dopants lors de la croissance.

L'introduction de défauts structuraux dans des couches InGaAs, que ce soit par irradiation ou implantation ou de défauts natifs par croissance à basse température, permet donc de réduire les temps de vie des porteurs de manière significative mais elle est insuffisante pour atteindre des résistivités satisfaisantes. De plus, elle peut s'accompagner de phénomènes perturbateurs tels que des diffusions intervallées dans les bandes de conduction. C'est pourquoi elle doit

s'accompagner de l'ajout d'impuretés, soit par dopage, soit par implantation d'ions et d'un procédé de recuit. Alors, des résistivités plus importantes peuvent être obtenues.

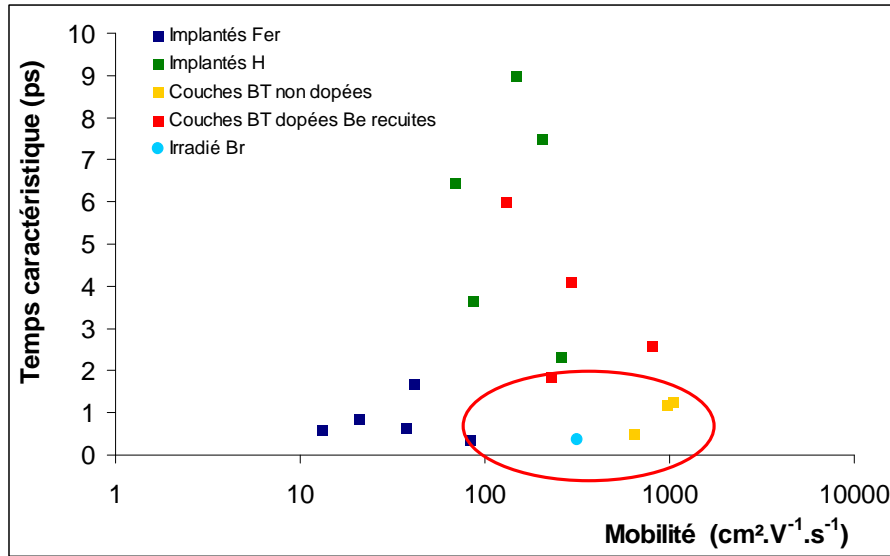


Figure 72 : Temps caractéristiques et mobilités mesurés pour tous les types de matériaux fabriqués

Ces procédés pour augmenter la résistivité ne donnent pas des résultats à la hauteur des attentes espérées, en ce qui concerne le dopage en Béryllium de couches basse-température ou l'implantations d'ions Hydrogène. Mais ils sont satisfaisants pour l'introduction d'ions Fer. Ce sont donc la taille et la quantité des impuretés introduites qui permettent d'obtenir des propriétés intéressantes. Toutefois, l'implantation d'ions Fer s'accompagne d'une chute de la mobilité des porteurs (quelques dizaines de $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$), ce qui peut être préjudiciable par rapport aux autres couches (quelques centaines de $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) lors de la fabrication d'antennes photoconductrices opérationnelles.

En résumé, la nature des défauts introduits dans le matériau de base InGaAs constitue le point essentiel pour obtenir des propriétés adaptées à la photocommutation ultra-rapide à $1,55 \mu\text{m}$. Les différents défauts formés sur les différents matériaux fabriqués sont représentés de manière schématique sur la Figure 73. L'irradiation par des ions lourds et l'implantation d'ions forment toutes les deux des défauts structuraux qui sont à l'origine de niveaux peu profonds. La superficialité de ces niveaux ne permet pas d'obtenir d'excellentes résistivités mais les défauts sont créés par paire, chaque défaut ayant son défaut associé. Les défauts structuraux permettent de réduire le temps de vie des porteurs tout en conservant de relativement bonnes mobilités. L'implantation d'ions dans la couche active permet de former, en plus des défauts structuraux, un niveau d'accepteurs. Ce niveau d'accepteurs est très peu profond pour le cas des ions Hydrogène, ce qui se traduit par une faible compensation de la concentration en porteurs libres et donc par une faible résistivité. Dans le cas de l'implantation d'ions Fer, les défauts ionisés forment un niveau profond d'accepteurs. Ce niveau permet à la fois une compensation efficace des porteurs libres, augmentant ainsi la résistivité du matériau, et de former des pièges pour les porteurs, réduisant ainsi leur durée de vie. La profondeur des défauts induits par l'implantation d'ions Fer a pour effet bénéfique que le niveau résiste mieux au recuit que les défauts structuraux et donc des temps de vie courts sont conservés même après les différents recuits. Mais l'implantation étant une source d'impuretés dans le matériau, elle occasionne une baisse assez conséquente de la mobilité, et ce même après recuit.

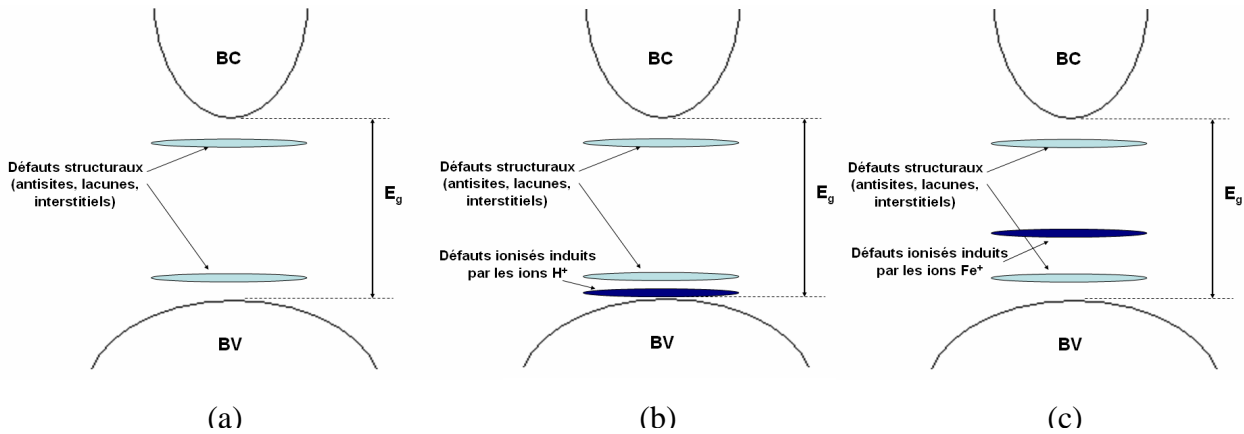


Figure 73 : Schématisation des niveaux d'énergies des défauts pour les matériaux InGaAs irradiés par des ions Brome (a) , implantés par des ions Hydrogène (b) et implantés par des ions Fer (c)

Lors de la croissance de couches InGaAs fabriquées à basse température de croissance, l'excès d'Arсениc incorporé est à l'origine de défauts natifs liés à la présence de lacunes en éléments III, d'atomes d'Arсениc en sites substitutionnels ou interstitiels (voir Figure 74). Cela provoque la formation d'un niveau de donneurs très superficiel. Ces défauts ne présentent pas de défauts associés d'accepteurs. Il en résulte que la seule croissance de couches à basse température forme des matériaux avec de fortes concentrations en porteurs libres et d'autant plus fortes que la température de croissance est faible. Ces matériaux sont donc très peu résistifs mais ils présentent de bonnes mobilités. La superficialité de ces niveaux de donneurs est telle que les porteurs excités par une impulsion optique présentent un comportement inattendu et peu évident à interpréter, qui peut être pénalisant lors de l'utilisation du matériau pour les applications THz. Pour compenser les fortes concentrations en porteurs libres, un dopage au Béryllium peut être réalisé. Les dopants sont en effet à l'origine d'un niveau d'accepteurs peu profond. Un facteur 10 est gagné sur la résistivité mais cela reste insuffisant. Le recuit, en activant les dopants, permet d'équilibrer le matériau et de retrouver un comportement classique des porteurs. Les défauts natifs superficiels perdent en effet leur influence au profit du niveau accepteur. Les temps de vie restent courts et de valeur acceptable. Les résistivités de ces matériaux restent hélas trop insuffisantes. Un recuit flash à des températures plus élevées (plus de $600^{\circ}C$) pourrait permettre d'atteindre de meilleures résistivités mais augmenterait la durée de vie des électrons [57].

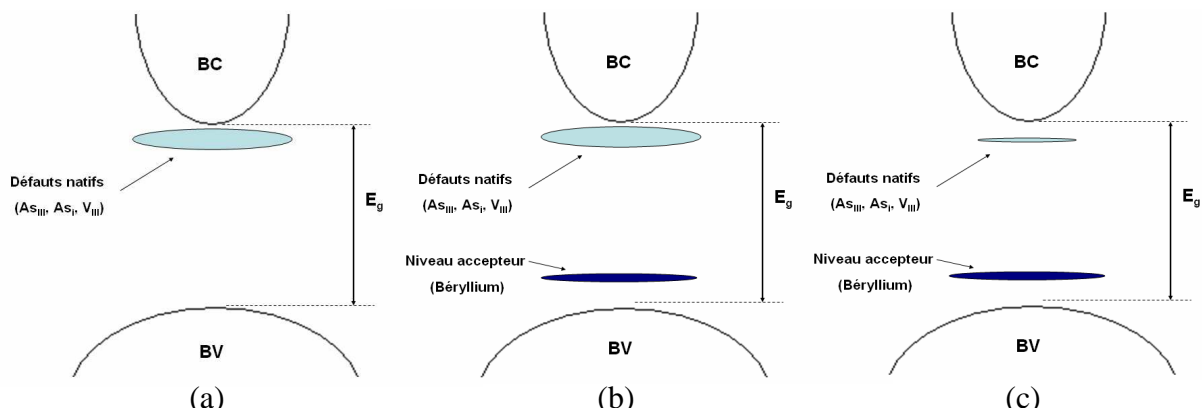


Figure 74 : Schématisation des niveaux d'énergies des défauts pour les matériaux InGaAs basse-température non dopés (a) , dopés au Béryllium non recuits (b) et dopés au Béryllium recuits à $500^{\circ}C$ (c)

Un bilan récapitulatif des propriétés des matériaux est proposé dans le Tableau 25. Pour fabriquer un matériau efficace pour la réalisation d'antennes photoconductrices excitées à 1,55 μm , il est donc préférable de former un niveau profond d'accepteurs sans trop dégrader les mobilités. L'implantation d'ions Fer constitue une méthode efficace mais elle dégrade fortement la mobilité. Le dopage aux ions Fer lors de la croissance constitue peut-être la meilleure solution car elle entrave peut-être moins la mobilité des porteurs [59]. Ensuite, puisque le matériau de base InGaAs présente de faibles résistivités, il pourrait être préférable d'utiliser des matériaux quaternaires InGaAsP, dont le gap peut être plus facilement ajusté. En augmentant l'énergie de bande interdite, de meilleures résistivités sont obtenues avec une implantation d'ions Fer et les mobilités sont meilleures que pour un matériau ternaire [81]. Je conseillerais donc finalement un matériau quaternaire InGaAsP dopé par des ions Fer lors de la croissance.

Matériau InGaAs	Irradié Brome	Implanté Hydrogène	Implanté Fer	BT non dopé	BT dopé Béryllium
Durée de vie des porteurs	😊	😐	😊	😐	😐
Résistivité	😐	😐	😊	😞	😞
Mobilité	😊	😐	😐	😊	😊

Tableau 25 : Bilan récapitulatif des propriétés des différents matériaux fabriqués

La suite de l'étude consiste à analyser le comportement de ces matériaux lorsqu'ils sont utilisés pour la réalisation d'antennes photoconductrices. Des antennes ont été déposées sur chaque type de matériau afin d'étudier, de caractériser et d'optimiser des systèmes d'émission-détection de signaux THz impulsionnels. C'est l'objet du chapitre 4 de ce manuscrit.

Chapitre 4 Dispositifs intégrés pour la génération et la détection de signaux THz impulsionsnels

I - Fabrication des dispositifs

Des antennes métalliques THz ont été réalisées avec tous les matériaux fabriqués dans le cadre de ce projet de thèse, décrits dans le chapitre 2. Toutes les opérations concernant la fabrication des antennes ont été effectuées au LTM (via la Plateforme technologique amont – PTA à Grenoble). La fabrication d'antennes a nécessité au préalable un clivage des différents échantillons en morceaux carrés de 1 cm de côté. Ainsi, sur chacun des morceaux, plusieurs antennes de différentes dimensions ont été déposées. Les méthodes de fabrication des antennes reposent sur la technique de photolithographie UV suivie d'un dépôt métallique au moyen d'un évaporateur à canon d'électrons. La réalisation des antennes a donc nécessité la conception d'un masque optique en verre avec des motifs en chrome.

I.1-Présentation du masque

Le masque utilisé a été conçu au moyen du logiciel Wavemaker. Une dimension du masque de 5 pouces a été choisie. Ainsi, un nombre important de motifs adaptés aux échantillons carrés de 1 cm de côté, a pu être conçu. Sur chacun de ces motifs, un certain nombre d'antennes aux différentes caractéristiques géométriques (émettrices ou détectrices), structures (striplined, dipôle, en triangle ,...) et dimensions a pu être élaboré. Tous les motifs ne seront pas présentés ; seuls ceux qui ont réellement été déposés, seront détaillés. La Figure 75 représente un exemple de motif déposé sur chacun des échantillons.

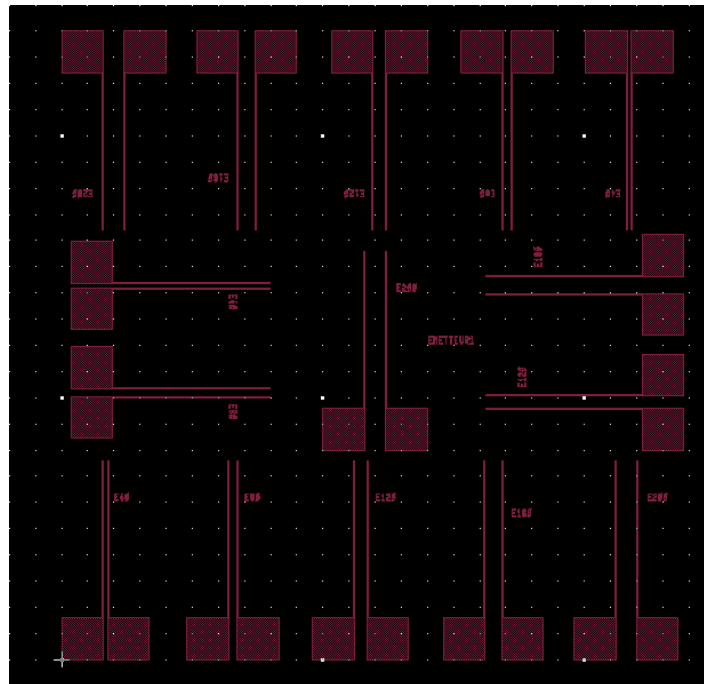


Figure 75 : Exemple de motif (carré de 6 mm de côté) du masque utilisé pour la fabrication des antennes sur des échantillons carrés de 1 cm de côté (distance entre chaque point blanc = 250 μm)

Remarquons que le motif a une dimension carrée de 6 mm de côté afin que les antennes, déposées sur les échantillons de 1 cm de côté, puissent être facilement connectées et intégrées sur des supports optiques dédiés. Les antennes déposées sont toutes des antennes émettrices de type « striplined ». Il s'agit de lignes métalliques larges de 10 μm et longues de 2 mm. Elles présentent en l'une de leur extrémité un carré de 400 μm de côté afin de rendre possible leur connexion électrique au moyen de bondings. Les distances inter-électrodes choisies sont de 40 μm , 80 μm , 120 μm , 160 μm et 200 μm . Sur le motif, 3 antennes présentant chacune de ces 5 distances inter-électrodes sont présentes. Chacune des antennes conçues est représentée sur la Figure 76.

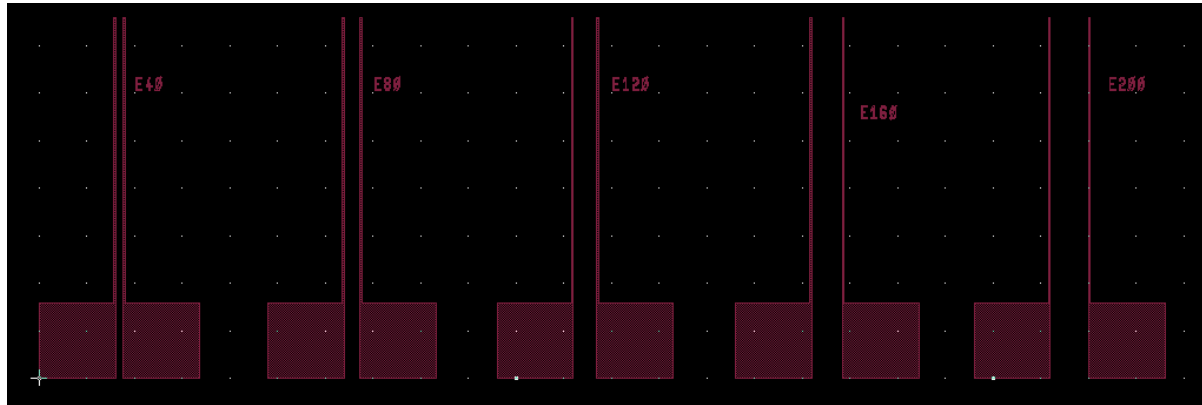


Figure 76 : Antennes « striplined » émettrices élaborées sur le motif du masque. Les antennes présentent respectivement une distance inter-électrodes de 40 μm , 80 μm , 120 μm , 160 μm et 200 μm (distance entre chaque point blanc = 250 μm)

A partir de ce masque, les antennes ont été fabriquées par une méthode de photolithographie UV suivie d'un dépôt métallique.

I.2- Fabrication des antennes photoconductrices métalliques

Dans cette partie, est présenté le procédé technologique mis en œuvre pour la fabrication des antennes photoconductrices. Les principales étapes de fabrication sont les suivantes :

- Nettoyage des échantillons à l'acétone et à l'isopropanol,
- Etalement d'une résine négative (MAN-2410) suivi d'un recuit à 90°C pendant 90 s,
- Transfert des motifs du masque vers la résine par lithographie optique (Deep-UV),
- Développement de la résine pendant 45 à 60 s au moyen du développeur MAD-525,
- Nettoyage de la surface des motifs par un plasma oxygène (O_2 , température ambiante),
- Dépôt des métaux au moyen d'un évaporateur à canon d'électrons (10 nm Ti, vitesse 1 nm/s – 120 nm Au, vitesse 0,5 nm/s),
- Lift-off à l'acétone + isopropanol.

Comme il a été dit au chapitre 1 paragraphe II-3.2, il est préférable pour la qualité et l'efficacité des antennes que le contact métal / semi-conducteur soit de nature ohmique. Il a été choisi de déposer, après un nettoyage par un plasma d'oxygène, une couche de Ti/Au avec des épaisseurs respectives de 10 nm et 120 nm, comme représenté sur la Figure 77.

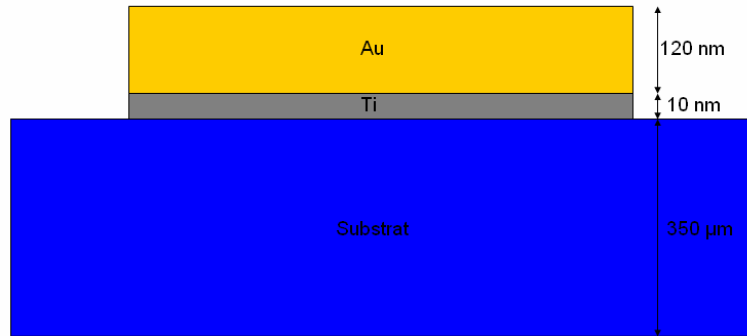


Figure 77 : Couches métalliques déposées sur les substrats semi-conducteurs pour la fabrication des antennes

Ce choix des métallisations est appuyé par une étude bibliographique de travaux effectués concernant les contacts ohmiques sur des matériaux InGaAs [108], [109]. Il y est notamment reporté des résistivités de contact de $7,3 \cdot 10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$ pour des contacts Ti/Pt/Au, avec toutefois une immersion préalable du matériau dans de l'hydroxyde d'ammonium (NH_4OH) pendant 10 s pour une meilleure résistance au recuit, ce qui n'a pas été réalisé pour ces contacts. L'avantage réside dans le fait que ce type de contacts ohmiques, non recuits, présente une faible résistivité. Cela est particulièrement intéressant dans notre cas car un recuit d'antennes suite à leur dépôt pourrait modifier les propriétés électriques et optiques des matériaux semi-conducteurs utilisés, et donc s'avérer pénalisant. Aucun recuit ne sera donc effectué pour les contacts métal / semi-conducteur.

Les photos de la Figure 78 prises au microscope optique représentent quelques-unes des antennes fabriquées sur les échantillons. Elles ont été prises sur un échantillon d'une couche InGaAs implantée Fer et recuite à 420°C . On peut y observer une bonne qualité en surface des dépôts effectués, avec notamment une bonne fidélité vis-à-vis des motifs du masque.

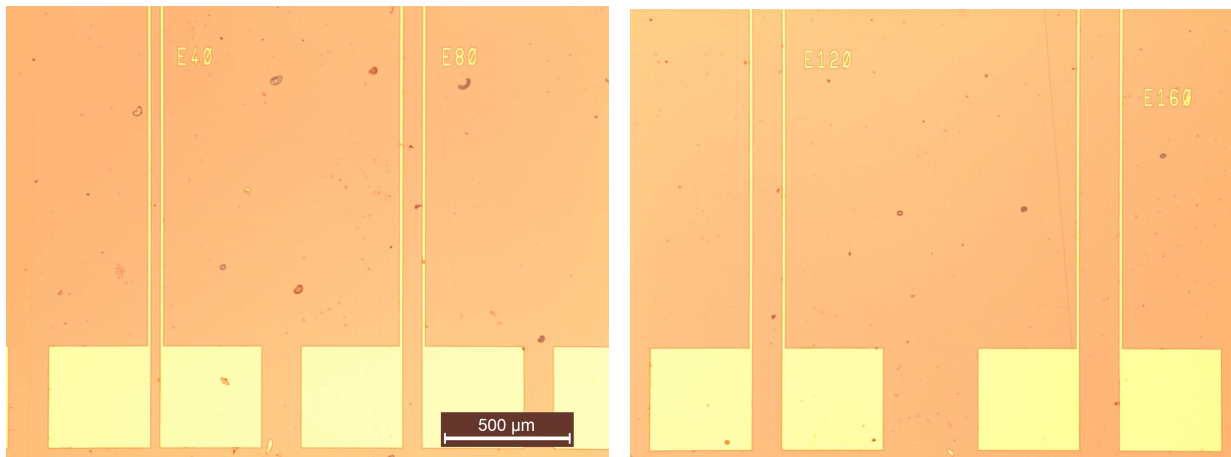


Figure 78 : Exemples d'antennes émettrices THz fabriquées sur un échantillon InGaAs implanté Fer recuit à 420°C

Afin de pouvoir utiliser ces antennes sur des montages optiques d'émission-détection THz, les échantillons fabriqués ont été intégrés sur des supports permettant notamment la réalisation de connexions électriques.

I.3- Intégration des dispositifs sur des supports optiques

Les échantillons sur lesquels ont été déposées des antennes, ont été collés sur un support permettant la connexion électrique des antennes. Les dispositifs intégrés sont proposés sur la Figure 79.

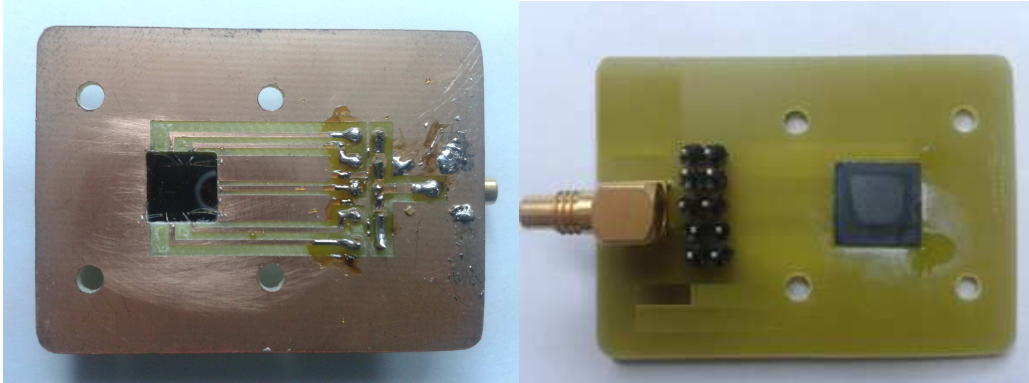


Figure 79 : Dispositif connecté et intégré sur support

En tout, 5 antennes par échantillon peuvent être connectées. Les connexions sur les pistes en cuivre ont été réalisées au moyen de bondings avec des fils en or ou en aluminium de diamètre 20 μm . L'intégration des antennes sur des montages optiques a permis dans un premier temps de réaliser les mesures des caractéristiques courant-tension des antennes.

II - Caractéristiques courant-tension des antennes

II.1- Caractéristiques statiques I(V) à l'obscurité

Afin de caractériser la qualité des contacts métal/semi-conducteur au niveau des antennes, des mesures courant-tension ont été entreprises avec les antennes disponibles. Ces mesures ont été réalisées hors éclairage et sur une plage de courant s'étendant de 10 nA à 100 μ A. Les courbes de la Figure 80 représentent l'évolution du courant en fonction de la tension pour des antennes présentant toutes une distance inter-électrodes de 40 μ m et déposées sur des échantillons implantés par des ions Fer avec différents recuits.

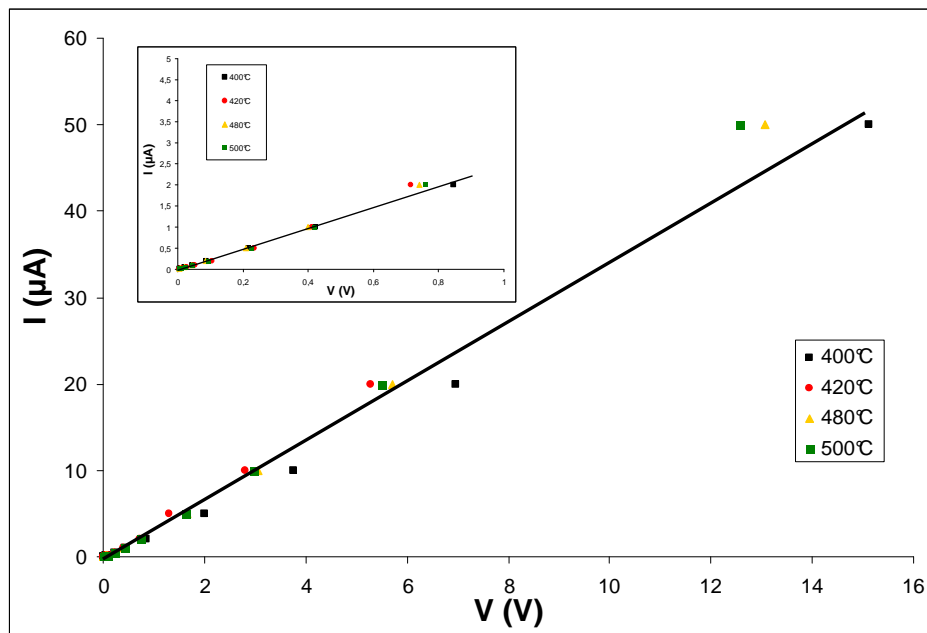


Figure 80 : Caractéristiques courant-tension à l'obscurité pour des antennes déposées sur des échantillons InGaAs implantés par des ions Fer avec différents recuits. Les antennes présentent toutes une distance inter-électrodes de 40 μ m. La courbe en encart constitue un zoom pour les valeurs proches de zéro.

Les caractéristiques courant-tension présentent toutes un comportement linéaire quelque soit la température de recuit. Les interfaces métal/semi-conducteur constituent donc des contacts ohmiques. On vérifie ainsi ce qui avait été dit au chapitre 2 paragraphe IV-2 concernant les mesures de résistivité et de mobilité, pour lesquelles les tests d'ohmicité des contacts avaient tous été validés. Les métallisations sont donc de bonne qualité ohmique

Les courbes de la Figure 81 présentent l'évolution du courant en fonction de la tension pour des antennes déposées sur un échantillon implanté par des ions Fer recuit à 500°C. Les distances inter-électrodes évaluées sont de 40 μ m, 80 μ m et 160 μ m.

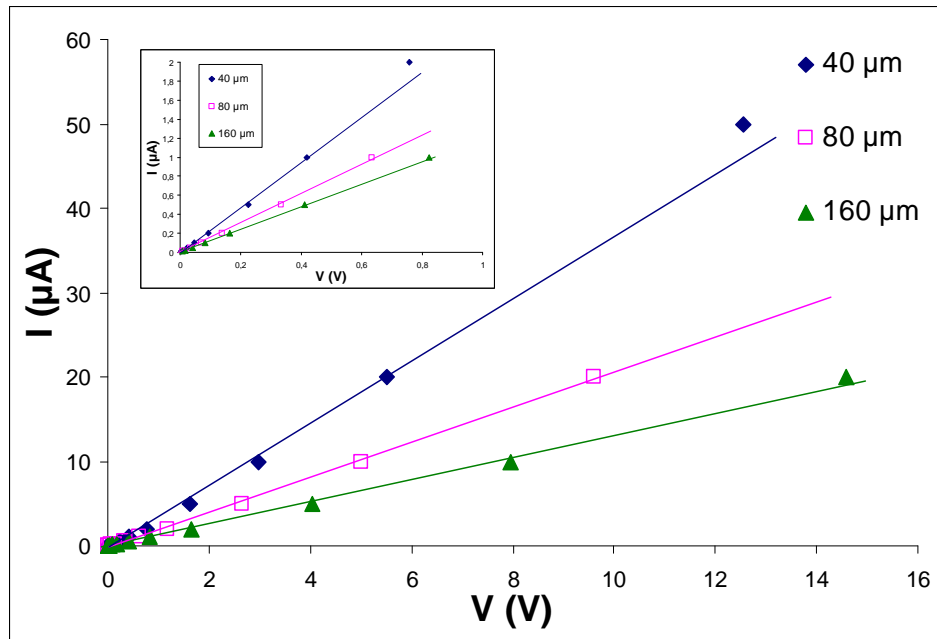


Figure 81 : Caractéristiques courant-tension à l'obscurité pour des antennes déposées sur un échantillon InGaAs implanté par des ions Fer recuit à 500°C. Les antennes présentent une distance inter-électrodes de 40 µm, 80 µm et 160µm. La courbe en encart constitue un zoom pour les valeurs proches de zéro.

Premièrement, l'ohmicité des contacts est confirmée puisque les courbes suivent un comportement linéaire quelque soit la distance inter-électrodes. Comme attendu, on observe que plus la distance inter-électrodes est élevée, plus la pente de la droite est faible. En d'autres termes, plus le gap spatial des antennes est grand, plus la résistance des antennes est élevée.

Il est alors possible d'évaluer la résistance d'obscurité R_{obs} que présentent les antennes, calculée comme étant l'inverse de la pente des droites obtenues. Suivant le matériau utilisé et la distance inter-électrodes des antennes, le Tableau 26 présente les différentes valeurs de résistance d'obscurité mesurées. Remarquons que pour les matériaux InGaAs implantés par des ions Hydrogène et irradiés par des ions Brome, l'ohmicité des contacts a également été vérifiée, leurs caractéristiques courant-tension présentant également un comportement linéaire.

Matériau	Température de recuit (°C)	Distance inter-électrodes (µm)	Résistance d'obscurité (kΩ)
InGaAs implanté Fer	400	40	308
	420	40	270
		80	526
	480	40	260
		80	448
		160	950
	500	40	253
		80	481
		160	745
InGaAs implanté Hydrogène	/	80	0,250
	400	80	3,2
	450	80	2,2
	550	40	0,055
		80	0,080
		160	0,185
InGaAs irradié Brome	/	40	0,250

Tableau 26 : Mesures des résistances d'obscurité pour les différents matériaux InGaAs implantés et irradiés sur des antennes de distances inter-électrodes allant de 40 µm à 160 µm

Les valeurs mesurées des résistances d'obscurité des antennes pour les différents matériaux sont en bonne correspondance avec les mesures de résistivité obtenues et présentées au chapitre 2. En effet, les échantillons implantés par des ions Fer présentaient une résistivité de l'ordre de 400 Ω.cm, celles des échantillons implantés par des ions Hydrogène de l'ordre de 1 Ω.cm et celle de la couche irradiée par des ions Brome une résistivité de l'ordre de 0,5 Ω.cm. Les résistances d'obscurité des antennes des échantillons implantés Fer sont effectivement de l'ordre de 400 fois supérieures à celles des deux autres échantillons. De même, on remarque une adéquation entre les mesures de la résistance d'obscurité des antennes et les mesures de résistivité pour le comportement des matériaux en fonction de la température de recuit. Les mesures de résistivité présentées au chapitre 2 sont ainsi confortées et cela renforce également la justification de la nature ohmique du contact.

La courbe de la Figure 82 présente la résistance d'obscurité mesurée pour des antennes de 40 µm de distance inter-électrodes sur les échantillons implantés par des ions Fer, en fonction de la température de recuit des matériaux.

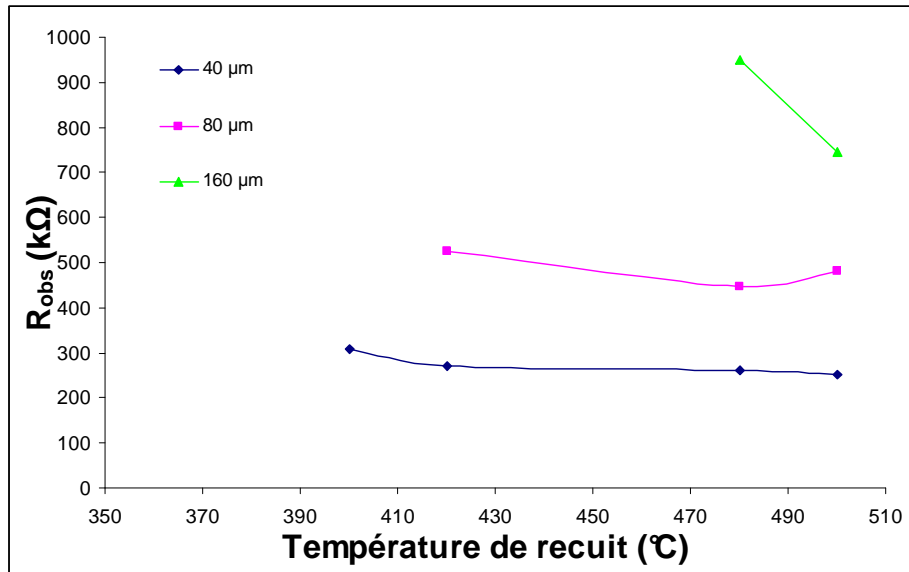


Figure 82 : Résistance d’obscurité des antennes de 40 μm de gap spatial sur les échantillons implantés par des ions Fer en fonction de la température de recuit

La température de recuit n’exerce finalement que peu d’influence sur la résistance d’obscurité des antennes photoconductrices. L’échantillon optimal est alors celui qui présente la meilleure mobilité de porteurs de charges, c’est-à-dire le recuit à 420°C.

Ensuite, on peut également observer que la résistance d’obscurité pour un matériau donné est proportionnelle à la distance inter-électrodes que l’on note g (pour gap spatial). Cela est illustré sur la Figure 83 présentant l’évolution de la résistance d’obscurité des antennes des échantillons implantés par des ions Fer en fonction de g pour les différentes températures de recuit.

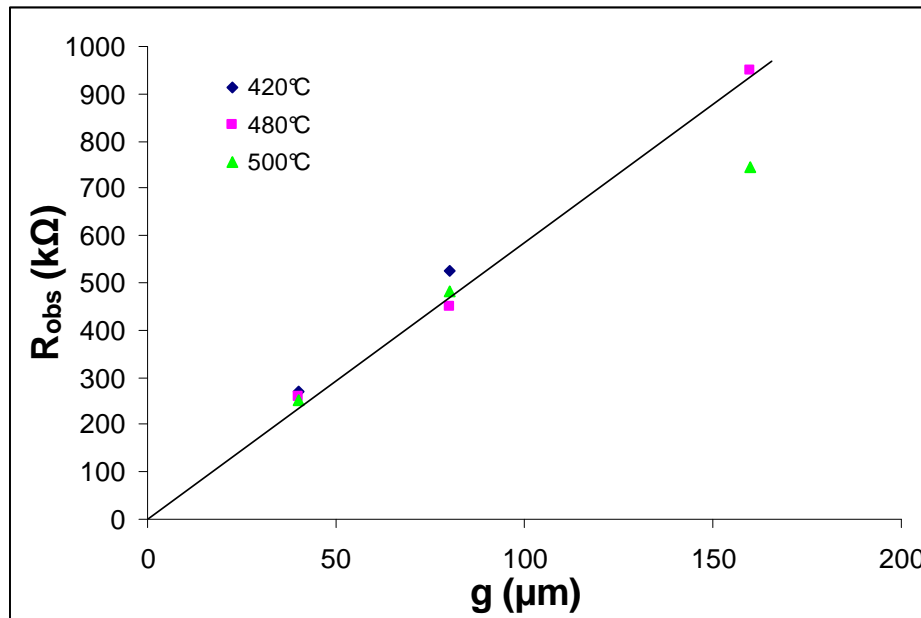


Figure 83 : Résistance d’obscurité des antennes sur les échantillons implantés par des ions Fer à différentes températures de recuit en fonction du gap spatial g

On vérifie ainsi l’expression bien connue de la valeur d’une résistance de longueur g , de section S et dont le matériau a une résistivité ρ .

$$R_{obs} = \frac{\rho g}{S} \quad (\text{Equation 4. 1})$$

Ce modèle est ici approximatif puisque dans ce cas, on trouve une section S d'une valeur d'environ $1000 \mu\text{m}^2$ en moyenne. En rappelant que l'épaisseur e de la couche active est de $1 \mu\text{m}$ et que $S=eL$, on retrouve une valeur approchant pour la longueur L de l'antenne. Dans ce cas $L=1 \text{ mm}$, ce qui est relativement satisfaisant car la longueur réelle de l'antenne est de 2 mm . Les différentes mesures obtenues sont donc confortées par ce modèle approchant.

La suite de l'étude consiste à effectuer des mesures électriques sur les antennes lorsque celles-ci sont soumises à l'éclairement par le laser d'excitation.

II.2- Mesures électriques sous éclairement

Les résistances que présentent les antennes photoconductrices ont également été mesurées sous éclairement par un faisceau laser focalisé sur la zone inter-électrodes avec une lentille de focale 50 mm . Les antennes sont polarisées par une tension constante et fixée à 10 V . Alors, le courant moyen qui traverse les antennes est mesuré en fonction de la puissance optique d'éclairement. Avant de montrer les résultats obtenus, il est utile de présenter les différents paramètres et le comportement du système à l'éclairement.

Dans une approche simple, on peut considérer que l'antenne soumise à l'illumination du spot laser et polarisée par une tension de 10 V , est parcourue par un courant $i(t)$ variable dans le temps. En l'absence d'éclairement, ce courant est constant et est appelé I_{obs} . Lorsqu'il y a éclairement, le courant prend une valeur instantanée appelée $I_{écl}$. Les temps d'éclairement étant extrêmement rapides, le courant mesuré constitue un courant moyen noté I_{moy} . Dans cette approche simpliste, on considère que l'impulsion optique du laser crée un courant qui suit le comportement d'une gaussienne de largeur temporelle totale à mi-hauteur Δt prise égale à 1 ps , ce qui correspond approximativement au temps de vie des porteurs mesuré dans le chapitre 3. Le taux de répétition des impulsions fournies par le laser étant de 100 MHz , la période T du signal temporel est de 10 ns . Le système présente donc un rapport cyclique Γ donné par $\Gamma=\Delta t/T=10^{-4}$. Dans ce cas, l'évolution de $i(t)$ se comporte comme sur la Figure 84.

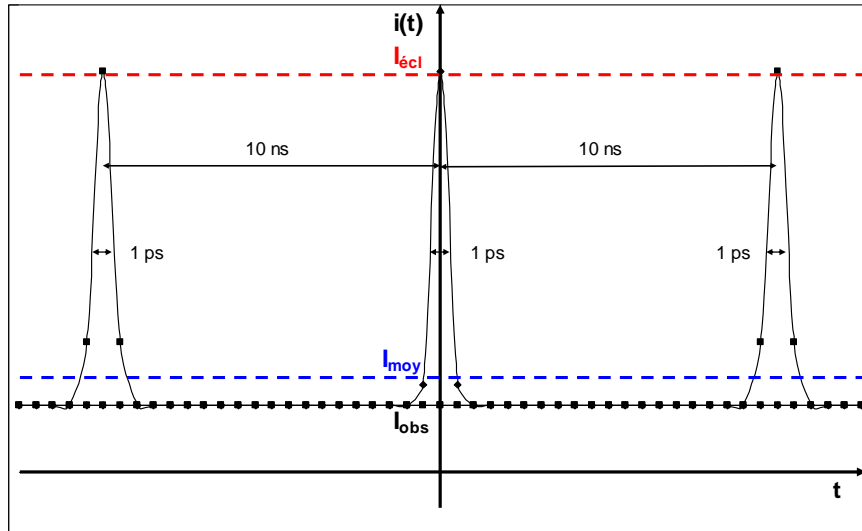


Figure 84 : Evolution temporelle du courant traversant une antenne photoconductrice polarisée et soumise à l'éclairement d'un faisceau laser dans le cadre d'une approche simple

Sur une période, l'évolution de $i(t)$ peut s'exprimer de la manière suivante.

$$i(t) = I_{obs} + (I_{ecl} - I_{obs}) e^{-\left(\frac{2\sqrt{\ln(2)}}{\Delta t} t\right)^2} \quad (\text{Equation 4. 2})$$

Alors le courant moyen I_{moy} peut être évalué par le calcul de l'intégrale de Gauss puisque la durée d'impulsion Δt est très courte devant la période T du signal.

$$I_{moy} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} i(t) dt = I_{obs} + \frac{\Delta t}{T} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\ln(2)}} (I_{ecl} - I_{obs}) \quad (\text{Equation 4. 3})$$

D'où, finalement :

$$I_{moy} \approx I_{obs} + \Gamma (I_{ecl} - I_{obs}) \quad (\text{Equation 4. 4})$$

Le courant moyen mesuré dépend du contraste entre le courant sous éclairage et le courant à l'obscurité. De plus, il a été vu au chapitre 1 paragraphe II-2.1 que le champ THz émis par les antennes est proportionnel à la dérivée du transitoire de courant traversant les antennes. L'équation 4.2 montre donc que le champ THz est proportionnel à la différence entre le courant d'éclairement et le courant d'obscurité. C'est la raison principale pour laquelle la résistivité à l'obscurité du matériau semi-conducteur doit être élevée pour une bonne qualité d'émission THz. Le contraste entre le courant d'éclairement et le courant d'obscurité constitue donc un paramètre important à évaluer et on observe qu'il est de grand intérêt d'avoir un courant d'obscurité le plus faible possible, et donc une forte résistivité à l'obscurité du matériau.

Afin de présenter clairement les résultats obtenus, j'ai choisi de tracer, en fonction de la puissance optique, le rapport $(I_{moy} - I_{obs}) / I_{obs}$ qui représente une valeur normalisée caractéristique du contraste entre le courant d'éclairement et le courant d'obscurité, puisque :

$$\frac{I_{moy} - I_{obs}}{I_{obs}} \simeq \Gamma \left(\frac{I_{écl}}{I_{obs}} - 1 \right) \quad (\text{Equation 4. 5})$$

Le courant moyen à l'éclairement a été mesuré en fonction de la puissance optique moyenne du laser. Les courbes de la Figure 85 représentent l'évolution du rapport $(I_{moy} - I_{obs})/I_{obs}$ suivant la puissance optique pour des antennes de distance inter-électrodes de 40 μm , 80 μm et 160 μm déposées sur un échantillon InGaAs implanté par des ions Fer et recuit à 500°C.

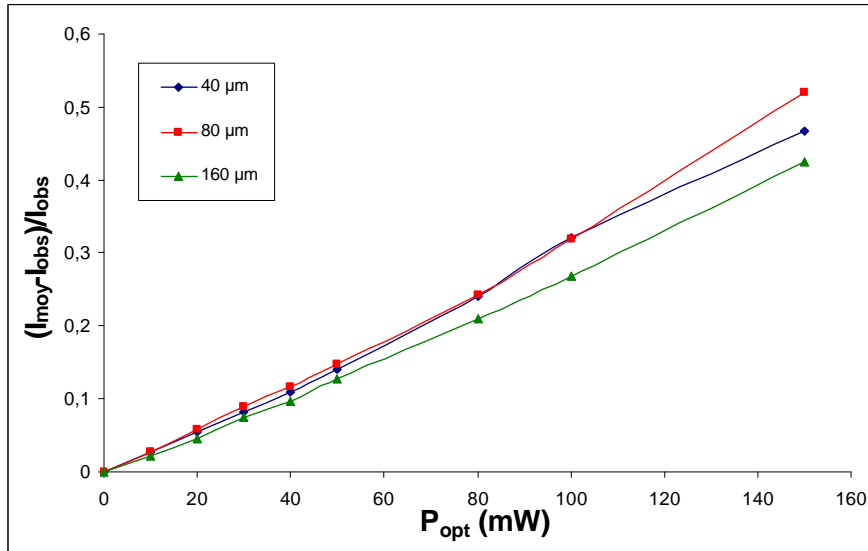


Figure 85 : Evolution du rapport $(I_{moy} - I_{obs})/I_{obs}$ en fonction de la puissance optique d'éclairement pour des antennes présentant des gaps spatiaux de 40 μm , 80 μm et 160 μm déposées sur un échantillon InGaAs implanté par des ions Fer et recuit à 500°C

Pour tous les échantillons et quelque soit la distance inter-électrodes, le contraste entre le courant d'éclairement et le courant d'obscurité suit un comportement linéaire en fonction de la puissance optique et ce jusqu'à 150 mW. Aucune saturation du courant d'éclairement n'est observée jusqu'à cette puissance et il est donc possible d'utiliser une puissance maximale pour exciter les antennes. Ensuite, on observe que le contraste des courants est très légèrement meilleur pour des gaps spatiaux courts et qu'il est même meilleur pour un gap de 80 μm . Cela s'explique par l'influence de la taille du waist du spot laser. En effet, le waist du laser a été mesuré lorsque le faisceau est focalisé par une lentille de focale 50 mm. Ce waist a été évalué à une valeur de 25 μm focalisé et 900 μm non focalisé, avec une divergence de 0,5 mrad. Ainsi, le diamètre du spot focalisé à 1/e de la puissance maximale s'élève à 50 μm . Il est donc cohérent de trouver un meilleur contraste des courants pour une distance inter-électrodes de 80 μm . Il serait même avantageux d'utiliser des lentilles de focale plus courte sur des antennes de 40 μm de gap, c'est-à-dire d'adapter la taille du spot à la distance inter-électrodes des antennes. Enfin, il est nécessaire de travailler à puissance relativement élevée pour obtenir un bon contraste entre le courant d'éclairement et le courant d'obscurité. En effet, on observe que même à 150 mW, le courant moyen d'éclairement ne vaut qu'une fois et demie le courant d'obscurité. Cela signifie que le courant instantané d'éclairement $I_{écl}$ vaut 5000 fois le courant à l'obscurité I_{obs} . Ce résultat peut sembler satisfaisant mais il est faible comparé à des antennes THz performantes à base de GaAs utilisés à 800 nm pour lesquelles le courant instantané d'éclairement peut atteindre 100000 fois le courant à l'obscurité [54], [110].

➤ **Remarque**

Lors de ces expériences de mesure du courant moyen sous éclairage, il a été observé que l'établissement du courant moyen qui traverse les électrodes de l'antenne ne s'établit pas de manière instantanée. Le temps d'établissement du courant moyen d'éclairage final a été évalué à plusieurs dizaines de secondes et ce pour tout type de matériau ou d'antenne. Afin de tenter d'expliquer ce phénomène, des mesures temporelles d'établissement du courant moyen sous éclairage ont été réalisées.

III - Mesure de temps d'établissement du courant moyen sous éclairage

III.1- Temps d'établissement du courant d'éclairage en fonction de la puissance optique d'excitation des antennes

L'établissement du courant moyen sous éclairage n'étant pas instantané, la valeur de ce courant a été mesurée en fonction du temps à partir de l'instant d'éclairage par le laser. Ces mesures ont été effectuées en polarisant les antennes avec une tension continue de 10 V. La courbe de la Figure 86 présente l'évolution temporelle du photocourant moyen normalisé traversant les électrodes métalliques après la mise sous éclairage pour différentes puissances optiques d'excitation, et ce pour l'échantillon implanté par des ions Fer recuit à 500°C sur une antenne présentant un gap spatial de 40 µm.

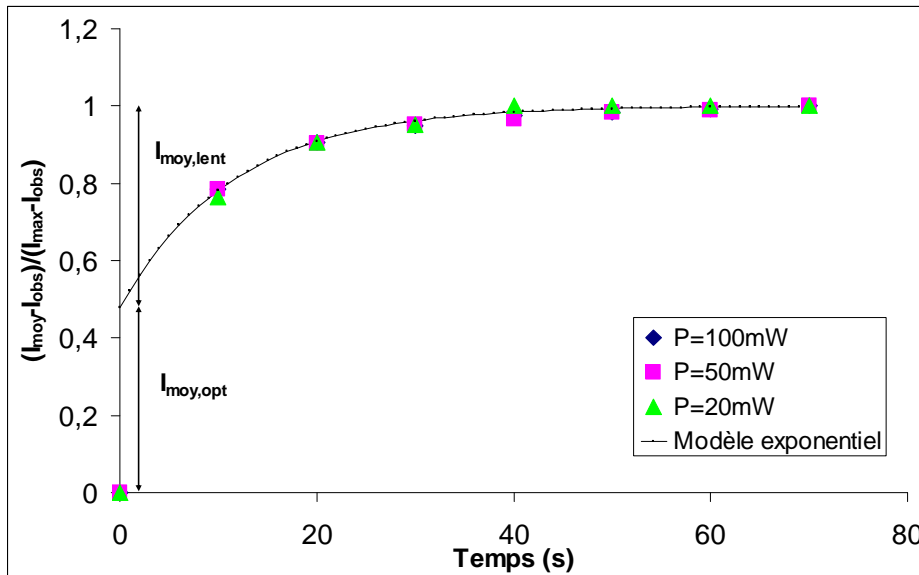


Figure 86 : Mesure du courant moyen en fonction du temps suite à la mise sous éclairage de l'antenne. Mesure réalisée pour différentes puissances optiques d'excitation sur une antenne de 40 µm de gap spatial pour un échantillon implanté par des ions Fer recuit à 500°C.

L'évolution du courant moyen sous éclairage en fonction du temps semble suivre un comportement qui peut se décomposer en deux étapes. La première étape est très rapide et quasi-instantanée pour les échelles de temps considérées. On peut supposer que compte tenu de la rapidité de l'établissement de ce premier niveau de courant, il s'agit alors de l'étape de l'établissement du courant moyen d'origine optoélectronique, que l'on choisit d'appeler $I_{moy,opt}$. La seconde étape est beaucoup plus lente, avec un temps d'établissement de l'ordre de la dizaine de secondes. C'est pourquoi il convient de représenter ce deuxième niveau de courant moyen par la notation $I_{moy,lent}$. L'établissement du courant moyen final et total (c'est-à-dire dû aux deux contributions), prend environ 50 s et le courant moyen normalisé I_{moyN} est comparable à une loi du type :

$$I_{moyN} = I_{moy,opt} + I_{moy,lent} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) \quad (\text{Equation 4. 6})$$

Le meilleur agrément avec les courbes expérimentales (voir Figure 86) est obtenu pour une constante de temps caractéristique $\tau = 11,5 \text{ s}$, et ce quelque soit la puissance optique d'excitation. Il s'agit donc d'un phénomène lent et dont le temps caractéristique d'établissement est **indépendant de la puissance optique d'excitation** de l'antenne. De plus, les deux contributions d'origine optoélectronique et d'établissement lent sont évaluées respectivement à $I_{moy,opt}=0,48$ et $I_{moy,lent}=0,52$. Les deux contributions présentent donc une influence comparable, quelque soit la puissance optique d'excitation.

III.2- Temps d'établissement du courant d'éclairement en fonction de la distance inter-électrodes

Afin d'évaluer l'influence éventuelle de la géométrie de l'antenne (et donc du champ électrique appliqué) sur ce phénomène temporel, le même type de mesure du temps d'établissement du courant moyen sous éclairage a été opéré à une puissance optique d'excitation de 50 mW pour des antennes présentant un gap spatial g de 40 μm , 80 μm et 160 μm sur un échantillon implanté par des ions Fer et recuit à 500°C. Les résultats sont reportés sur la Figure 87.

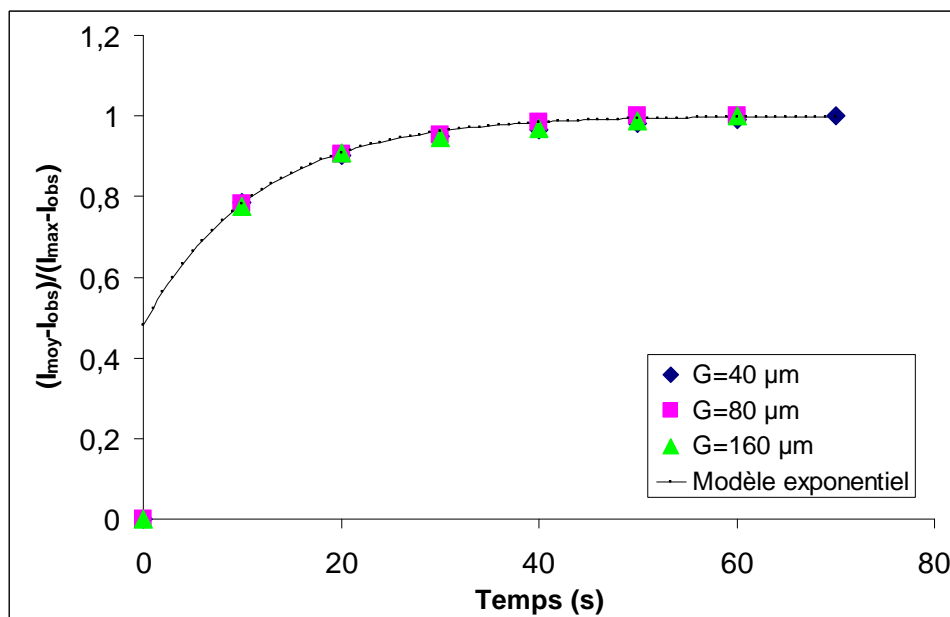


Figure 87 : Mesure du courant moyen en fonction du temps suite à la mise sous éclairage de l'antenne. Mesure réalisée pour une puissance optique d'excitation de 50 mW sur des antenne de 40 μm , 80 μm et 160 μm de gap spatial pour un échantillon implanté par des ions Fer recuit à 500°C.

On observe que la constante de temps $\tau = 11,5 \text{ s}$ du phénomène est identique à celle mesurée pour différentes puissances optiques d'excitation et qu'elle est **indépendante de la longueur du gap spatial** séparant les électrodes des antennes. De même, les poids des deux contributions au courant moyen total sont semblables : $I_{moy,opt}=0,48$ et $I_{moy,lent}=0,52$. Le phénomène est donc le même quelque soit la distance inter-électrodes des antennes, et donc le phénomène est **indépendant du champ électrique appliqué au matériau**.

Cela exclut donc l'hypothèse d'un phénomène de migration des porteurs dû à des zones de charges d'espace pour tenter d'interpréter le comportement temporel lent du courant moyen d'éclairement. En effet, il aurait été possible d'expliquer le phénomène d'établissement lent du courant moyen d'éclairement par la formation de zones de charges d'espace au sein du semi-conducteur sous l'effet d'un champ électrique [111], [112], [113]. Mais la dernière mesure montre que le phénomène ne dépend pas du champ électrique appliqué. D'autre part, les ordres de grandeur des temps caractéristiques mis en jeu sont tellement élevés que l'hypothèse d'un **phénomène d'origine thermique** semble plus pertinente. C'est l'objet du paragraphe suivant.

III.3- Interprétation possible du phénomène d'établissement lent du courant moyen d'éclairement

Compte tenu de la relative lenteur du phénomène observé, on peut supposer qu'il s'agit d'un phénomène thermique. Le courant moyen final ne s'établirait qu'au bout d'un temps correspondant à un temps d'établissement d'un équilibre thermique au niveau de la zone d'éclairement des antennes par le spot laser. En effet, le spot laser focalisé induit un échauffement du matériau. La température locale après illumination n'est alors pas homogène instantanément. Le temps qu'un équilibre thermique s'établisse, le courant d'éclairement augmente progressivement, **en raison de la dépendance en température de la conductivité du matériau semi-conducteur.**

L'antenne photoconductrice peut être décrite par un système thermodynamique ouvert auquel on peut appliquer l'équation de la chaleur (ou équation de la diffusion thermique). On considère qu'avant l'éclairement du système, l'antenne polarisée par une tension continue est à l'équilibre thermique à une température ambiante homogène T_0 . Lors de l'éclairement, on suppose que la chaleur émise par le rayonnement du spot laser est la seule source d'énergie apportée au système. On suppose également que le système est capable de dissiper l'énergie par transfert thermique conductif et par transfert convectif avec l'air ambiant. En choisissant de noter μ la masse volumique et C_p la capacité calorifique massique du matériau semi-conducteur considéré, le principe de conservation de l'énergie appliquée à un tel système induit l'équation de la chaleur qui régit la température locale $T(M,t)$ et qui s'écrit en un point local M du système :

$$\mu(M)C_p(M)\frac{\partial T(M,t)}{\partial t} = -\text{div}\overline{j(M,t)} - \frac{hS}{V}(T(M,t) - T_0) + p_m(M,t) \quad (\text{Equation 4. 7})$$

Le terme $p_m(M,t)$ correspond à la densité volumique de puissance apportée par le laser. Dans le terme de transfert convectif, h représente le coefficient de transfert convectif de l'air à température ambiante et S est la surface d'échange thermique entre la région du matériau semi-conducteur soumise à la chaleur du rayonnement du laser et l'air ambiant, et V est le volume du système thermodynamique considéré. Le vecteur $\overline{j(M,t)}$ représente la densité de flux thermique surfacique. En appelant λ la conductivité thermique du matériau semi-conducteur, la loi de Fourier permet d'exprimer $\overline{j(M,t)}$ en fonction de la température :

$$\overline{j(M,t)} = -\lambda\overline{\text{grad}}(T(M,t)) \quad (\text{Equation 4. 8})$$

L'équation de la chaleur obtenue ne peut pas être résolue analytiquement dans le cas général, en partie en raison de la dépendance à la fois spatiale et temporelle de la température locale $T(M,t)$. Elle peut cependant l'être dans quelques cas bien particuliers qui ne correspondent malheureusement pas à notre problème. C'est pourquoi une simulation numérique de ce système thermodynamique a été mise en œuvre au moyen du logiciel *Comsol Multiphysics*, afin d'évaluer la température et le temps d'établissement d'un équilibre thermique.

➤ **Simulation Comsol Multiphysics**

Le système thermodynamique simulé est un parallélépipède à base du matériau semi-conducteur considéré, d'épaisseur 350 μm correspondant à l'épaisseur du substrat, et de côtés identiques de 1 cm. L'apport en énergie du laser est simulé par un flux thermique agissant sur une surface circulaire de rayon 25 μm , ce qui correspond au waist du laser focalisé. La Figure 88 illustre la configuration du système simulé.

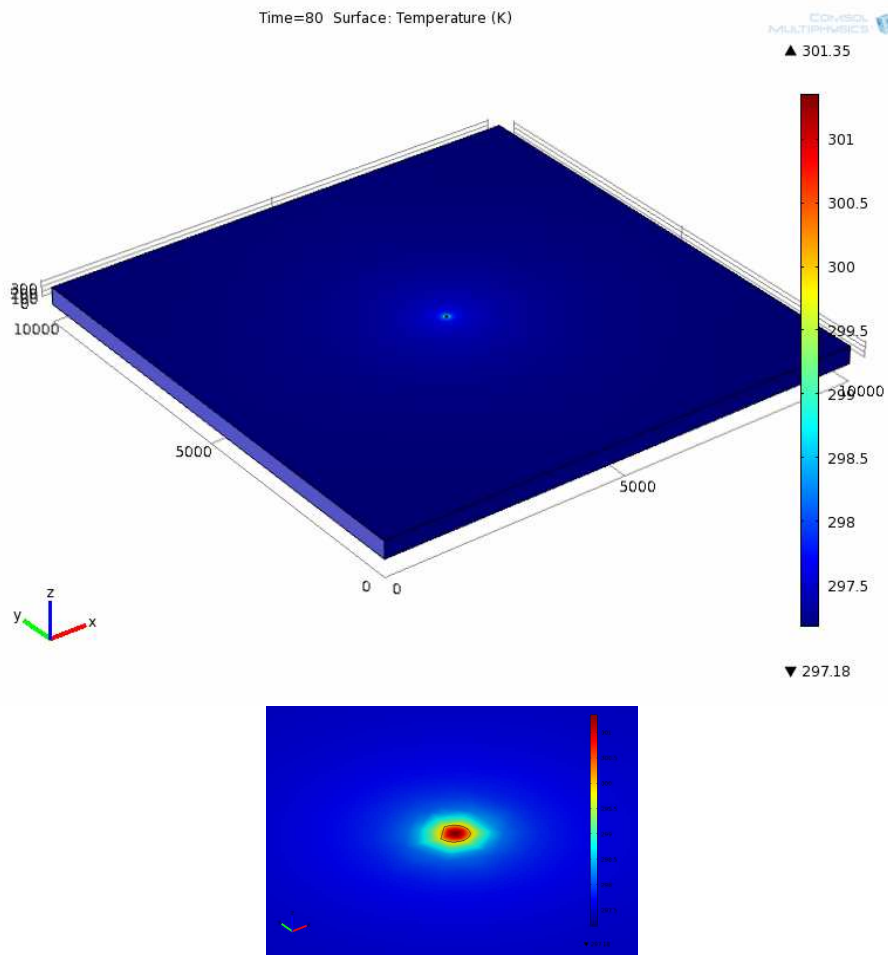


Figure 88 : Configuration de la simulation Comsol Multiphysics du matériau semi-conducteur soumis à l'éclairement d'un flux lumineux laser

La simulation, basée sur la méthode des éléments finis, permet d'évaluer la température locale en tout point du matériau, et ce en fonction du temps. Les paramètres du matériau tels que la conductivité thermique, la capacité calorifique, la masse volumique, ainsi que la valeur du flux lumineux et le coefficient de transfert convectif peuvent être ajustés. Compte tenu que la salle de laboratoire est équipée d'un système de climatisation, le coefficient de transfert

convectif de l'air est fixé à $h = 20 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Il s'agit d'une valeur intermédiaire entre la convection libre et la convection forcée.

Il a été choisi de comparer le comportement du système pour différentes valeurs de flux lumineux, c'est-à-dire pour différentes valeurs de puissance moyenne de laser. De plus, on veut comparer le comportement du système pour deux types de matériau que sont l'InGaAs et le GaAs, qui constitue un matériau de référence en termes d'antennes photoconductrices THz, et pour lequel le phénomène d'établissement lent du courant à l'éclairement n'est pas observé. La température est évaluée en fonction du temps, au point central du système, c'est-à-dire au centre de la zone du flux thermique, à la surface du matériau. Les courbes suivantes représentent la température normalisée en ce point en fonction du temps pour des puissances moyennes de laser de 100 mW, 50 mW et 20 mW. La température normalisée est prise comme le rapport $(T-T_0)/(T_f-T_0)$ où T_f constitue la température finale et T_0 la température initiale.

La Figure 89 représente le comportement du système pour le matériau GaAs et la Figure 90 celui du matériau InGaAs.

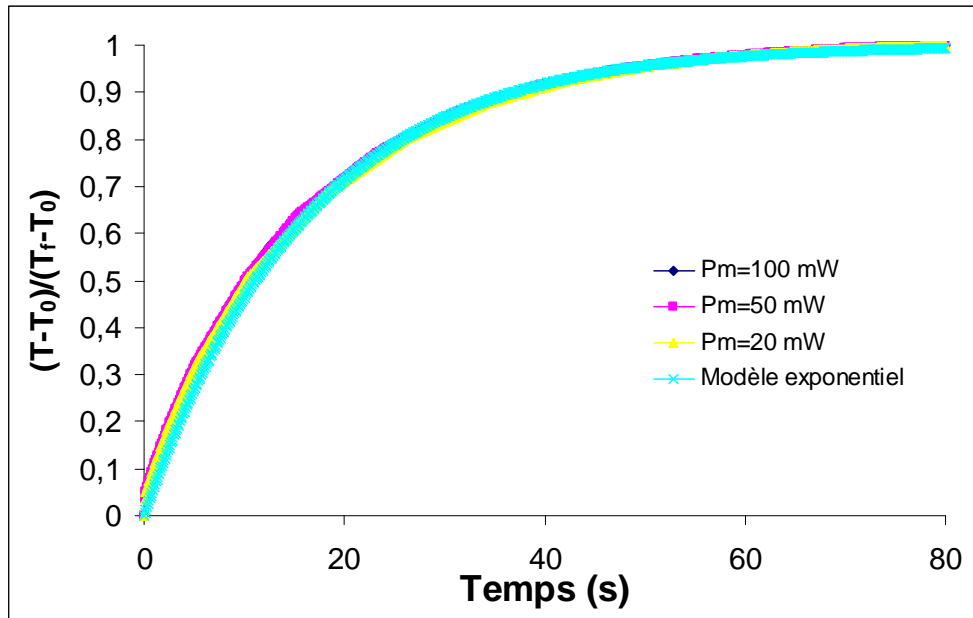


Figure 89 : Température normalisée au point central du spot laser en fonction du temps pour le matériau GaAs, résultats obtenus par simulation sous Comsol Multiphysics

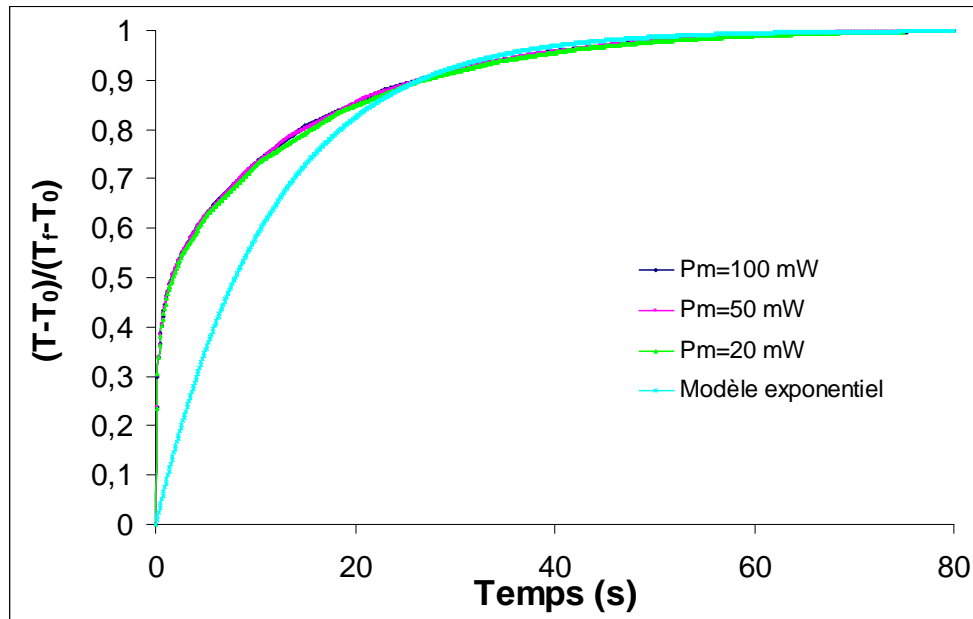


Figure 90 : Température normalisée au point central du spot laser en fonction du temps pour le matériau InGaAs, résultats obtenus par simulation sous Comsol Multiphysics

Premièrement, on remarque que quelque soit le type de matériau, le comportement thermique temporel est **indépendant de la puissance optique du laser**. Le phénomène thermique présente de ce point de vue un comportement semblable au phénomène d'établissement lent du courant d'éclairage. Ensuite, les résultats obtenus sont comparés à un modèle de type premier ordre avec une constante de temps $\tau_{\text{GaAs}}=16$ s pour le GaAs et $\tau_{\text{InGaAs}}=11,5$ s pour l'InGaAs. Les temps caractéristiques obtenus sont donc du même ordre de grandeur que ceux obtenus expérimentalement pour le phénomène d'établissement lent du courant d'éclairage. On observe cependant que le comportement thermique temporel du GaAs est semblable à un premier ordre, tandis que celui de l'InGaAs suit une première phase rapide puis une seconde plus lente, ce qui concorde avec les mesures expérimentales.

Ces deux observations montrent une possible corrélation entre le comportement thermique temporel de l'InGaAs soumis au flux lumineux du laser et le phénomène temporel, obtenu expérimentalement, d'établissement lent du courant d'éclairage entre les électrodes. Dès lors, le phénomène temporel électrique peut-il être expliqué par un phénomène thermique ? C'est l'objet du paragraphe suivant.

➤ **Lien entre phénomènes thermiques et établissement lent du courant moyen d'éclairage**

Il a été observé sur les matériaux à base d'InGaAs que le courant moyen d'éclairage ne s'établissait qu'au bout d'un temps relativement long (quelques dizaines de secondes). Les mesures temporelles effectuées semblent montrer que le comportement du courant moyen, circulant dans les antennes soumises à une tension continue, suit deux phases distinctes suite à l'éclairage par le laser. Une première phase très rapide correspondrait à l'établissement d'un courant de nature optoélectronique, c'est-à-dire qu'il serait dû à l'absorption des photons par le semi-conducteur. La deuxième phase d'établissement du courant moyen d'éclairage est très lente et cette phase semble suivre un comportement temporel de type premier ordre. Les deux contributions au courant total d'éclairage sont de poids à peu près équivalents. Il

est supposé, compte tenu des temps caractéristiques obtenus de l'ordre de la dizaine de secondes, que le phénomène observé a une origine thermique. Les modèles de diffusion de la chaleur montrent que l'énergie thermique du laser est dissipée par un transfert conducto-convectif avec une prédominance de la conduction thermique. De plus, le comportement temporel du système thermodynamique est très proche de celui d'un système du premier ordre avec des temps caractéristiques de l'ordre de la dizaine de secondes.

L'augmentation de la température locale au niveau de la zone d'éclairement par le laser pourrait expliquer l'augmentation d'un courant électrique statique car **la conductivité d'un matériau semi-conducteur dépend de sa température**. En effet, l'échauffement du matériau par le laser pourrait augmenter sa conductivité localement et donc induire un courant statique plus élevé. Afin d'évaluer l'augmentation de la conductivité, la température finale au point central du spot laser a été évaluée par la simulation au moyen du logiciel Comsol Multiphysics. La courbe de la Figure 91 représente la température finale en fonction de la puissance optique pour les matériaux GaAs et InGaAs.

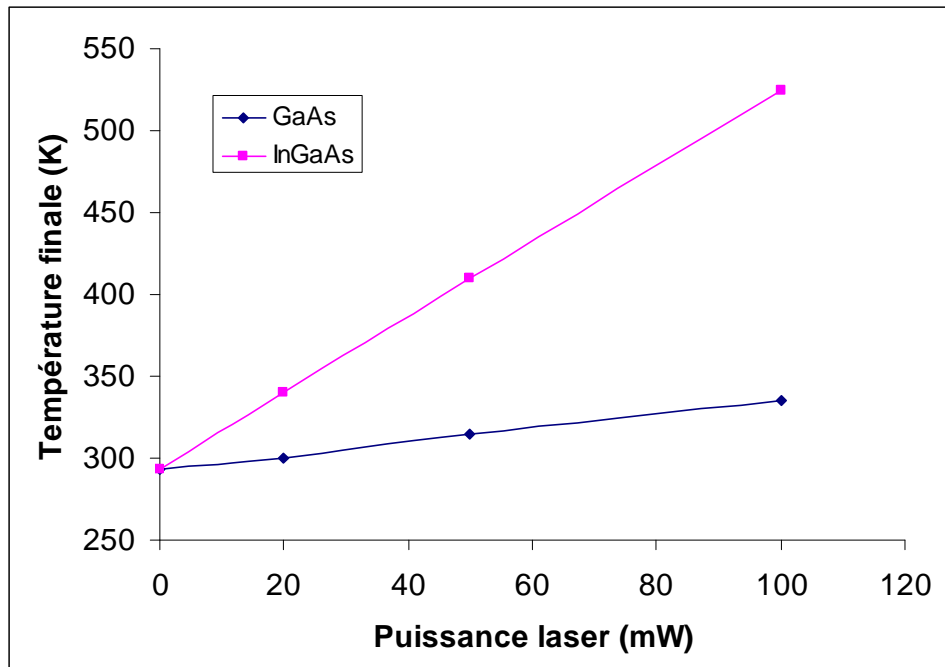


Figure 91 : Température finale en fonction de la puissance moyenne du laser pour les matériaux GaAs et InGaAs

On observe que l'élévation en température est beaucoup plus importante pour l'InGaAs que pour le GaAs, et à 100 mW, une température de 525 K est atteinte pour le matériau InGaAs, tandis qu'une température de 330 K est seulement atteinte pour le GaAs. Rappelons immédiatement que le phénomène d'établissement lent d'un courant moyen n'est pas observé sur les matériaux à base de GaAs, du fait, probablement, d'une trop faible variation de température avec l'éclairement par le laser.

La conductivité σ d'un semi-conducteur peut s'exprimer par la relation suivante.

$$\sigma = qn\mu \quad (\text{Equation 4. 9})$$

Où q représente la charge élémentaire. Pour un matériau semi-conducteur III-V tel que le GaAs ou l'InGaAs, la mobilité des porteurs μ en fonction de la température varie comme [114] :

$$\mu \sim (m_e)^{-3/2} T^{1/2} \quad (\text{Equation 4. 10})$$

Où m_e constitue la masse effective des électrons. La densité de porteurs intrinsèque n en fonction de la température est donnée par la relation :

$$n = \sqrt{N_c N_v} e^{-E_g/2kT} = 2 \left(\frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{3/2} (m_e m_T)^{3/4} e^{-E_g/2kT} \quad (\text{Equation 4. 11})$$

Où N_c et N_v représentent respectivement la densité d'états dans la bande de conduction et la bande de valence. E_g constitue l'énergie de bande interdite, k la constante de Boltzmann et h la constante de Planck. m_T correspond à la masse effective des trous. Alors, dans le cadre de ce modèle simple, il est possible d'évaluer la conductivité en fonction de la température pour le GaAs et pour l'InGaAs, même si en réalité le gap E_g dépend lui aussi de la température. La courbe de la Figure 92 représente l'évolution de la conductivité en fonction de la température pour les deux matériaux. Les points reportés sont les points à la température T_0 et à la température finale T_f pour chaque matériau éclairé par un spot laser d'une puissance de 100 mW.

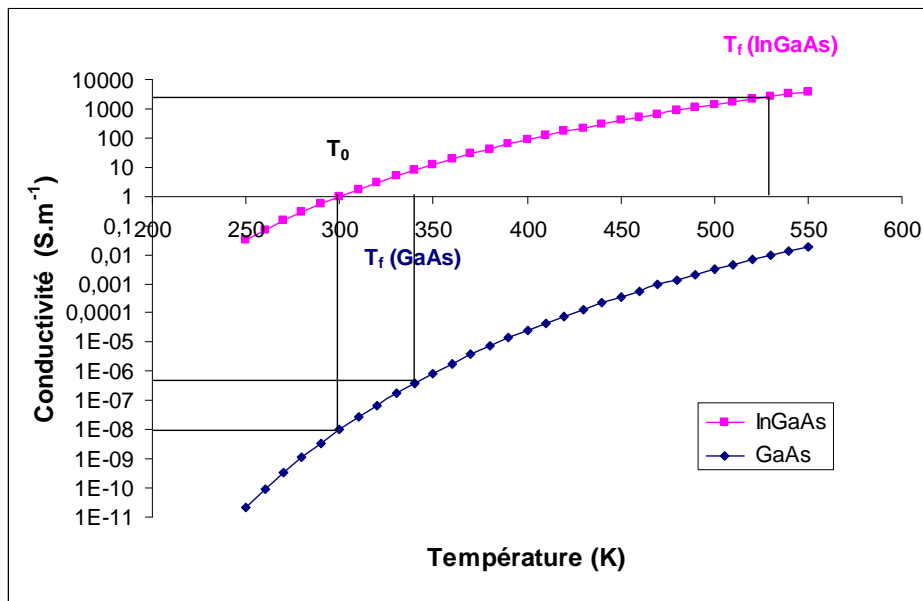


Figure 92 : Evolution de la conductivité électrique de l'InGaAs et du GaAs en fonction de la température

L'InGaAs est plus conducteur que le GaAs, et étant donné que l'élévation de température induite par l'éclairement laser est plus importante pour l'InGaAs, la conductivité électrique augmente de manière plus conséquente. Cela explique pourquoi le phénomène n'est pas observé sur des antennes à base de GaAs. Alors, pour une puissance laser de 100 mW, et en s'appuyant sur l'évolution de la température en fonction du temps et sur l'évolution de la conductivité en fonction de la température, il est possible de tracer l'évolution du courant moyen continu circulant entre les électrodes en fonction du temps suite à l'éclairement du spot laser à une puissance de 100 mW. La courbe est représentée sur la Figure 93.

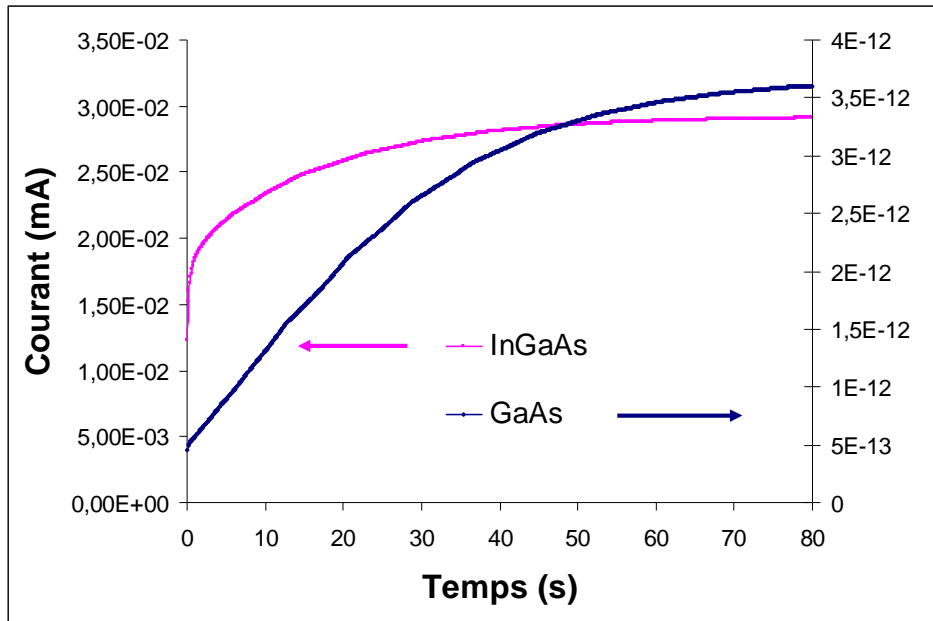


Figure 93 : Evolution théorique du courant moyen en fonction du temps, induit par l'échauffement local du matériau par le laser pour l'InGaAs et le GaAs

Cette courbe montre qu'une élévation de plus de $15 \mu\text{A}$ a lieu pour l'InGaAs, et que cette élévation est due à l'augmentation locale de la conductivité électrique, elle-même due à l'échauffement du matériau par le laser. L'amplitude de l'élévation de courant est à peu près équivalente à l'intensité du courant continu à l'obscurité. Le phénomène transitoire d'élévation de courant a également lieu sur le GaAs mais l'amplitude de cette élévation de courant est négligeable devant le courant continu à l'obscurité. Cela explique pourquoi le phénomène est physiquement observable sur l'InGaAs mais pas sur le GaAs.

Enfin, la courbe théorique d'évolution temporelle du courant pour l'InGaAs et la courbe expérimentale sont comparées sur la Figure 94.

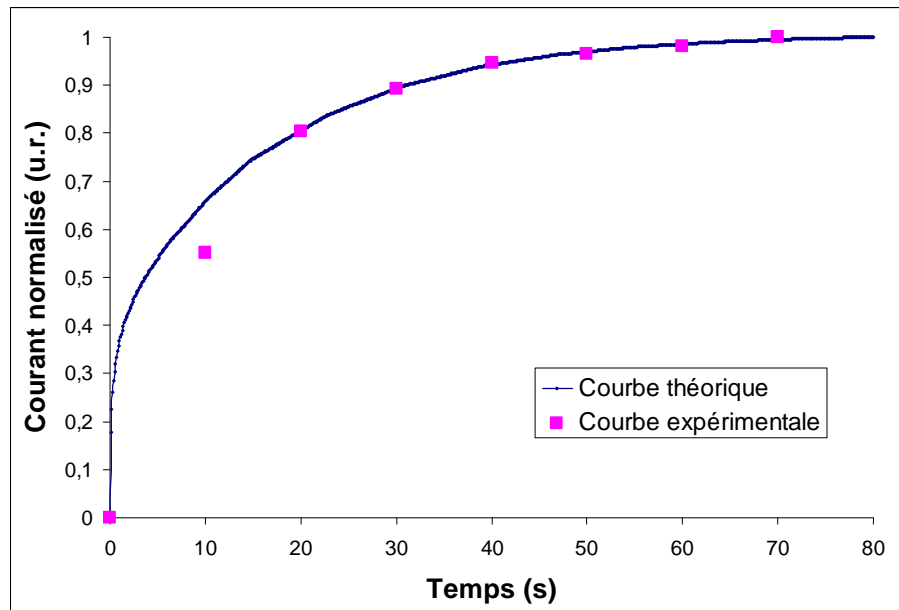


Figure 94 : Comparaison des évolutions temporelles théorique et expérimentale du courant pour une antenne de 40 μm en InGaAs éclairée à une puissance laser de 100 mW

Cette courbe confirme que l'élévation de courant qui a lieu pour l'InGaAs est due à l'augmentation locale de la conductivité électrique, elle-même due à l'échauffement du matériau par le laser. De plus, le temps caractéristique d'établissement du courant est de l'ordre de la dizaine de secondes, ce qui corrobore avec les mesures expérimentales. Il est donc possible de conclure que pour l'InGaAs, l'éclairage laser induit en plus d'un courant moyen d'origine optoélectronique, un courant moyen d'origine thermique d'intensité à peu près équivalente. Ce phénomène est mineur et négligeable pour le GaAs.

Alors, puisque le phénomène temporel observé sur les antennes est effectivement d'origine thermique, cela peut s'avérer pénalisant pour l'utilisation de ces antennes dans les applications THz. En effet, tout semi-conducteur voit sa conductivité électrique augmenter avec la température. Une forte élévation de la température locale au niveau des antennes augmente donc le courant continu circulant dans les électrodes, puisque la conductivité ainsi que la concentration de porteurs libres augmentent. Dans ce cas, cela constituerait une contrainte de poids pour les antennes THz, aussi bien en émission qu'en réception, et d'autant plus que le courant d'origine thermique a approximativement la même intensité que le courant moyen d'origine optoélectronique.

En émission, un courant continu d'éclairage se superposerait au courant continu d'obscurité lorsque les antennes sont soumises à une tension continue. En réception, l'échauffement du matériau induit par le laser engendrerait une forte concentration de porteurs libres, ce qui se traduirait par une diminution de la sensibilité des antennes THz de réception, et avant tout par une augmentation du bruit en réception.

Les antennes d'émission fabriquées dans le cadre de cette thèse ont par ailleurs été testées sur des montages d'émission-détection de signaux THz. La mise en œuvre de ces expériences est décrite dans le paragraphe suivant.

IV - Montage d'émission-détection THz avec une détection optoélectronique à antenne photoconductrice

IV.1- Présentation du montage optique

Afin d'évaluer le comportement des antennes émettrices fabriquées, un montage optique d'émission-détection THz a été mis en œuvre. Le schéma de principe de l'expérience a été proposé sur la Figure 6 dans le chapitre 1 paragraphe II-1. Une photo du montage mis en œuvre est proposée sur la Figure 95.

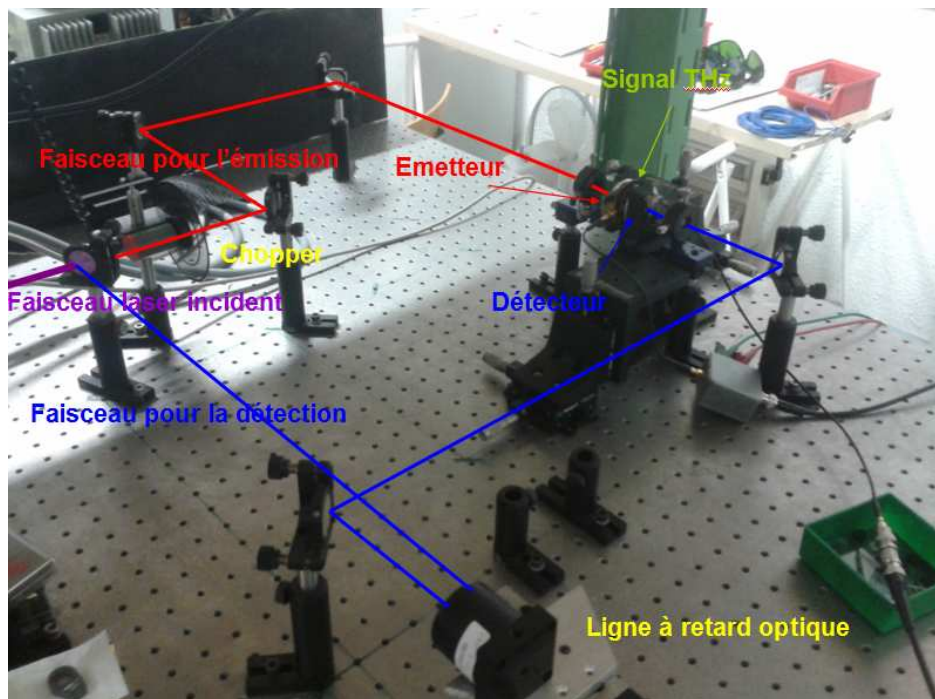


Figure 95 : Montage d'émission-détection THz avec une détection optoélectronique à antenne photoconductrice

Le faisceau laser incident est séparé au moyen d'une lame séparatrice 50/50. Ainsi, la moitié de la puissance est transmise au faisceau d'excitation de l'antenne émettrice et l'autre moitié est réfléchi pour former le faisceau servant à exciter l'antenne réceptrice. Une ligne à retard optique est placée sur le chemin optique du faisceau de détection de façon à pouvoir déplacer temporellement l'impulsion de déclenchement de la détection par rapport à l'impulsion THz émise. Les deux chemins optiques peuvent ainsi être égalés et les impulsions de sonde et THz peuvent être synchronisées. Un hacheur optique (ou chopper) est placé sur le faisceau optique d'émission afin de moduler le signal THz généré à une fréquence voisine de 1 kHz. La mesure est assurée au moyen d'un amplificateur à détection synchrone. Les deux faisceaux optiques d'émission et de détection sont focalisés sur les antennes au moyen d'une lentille de focale 50 mm. L'antenne d'émission et l'antenne de réception sont disposées face à face et très proches l'une de l'autre (environ 1 cm). L'antenne d'émission est polarisée par une tension continue de 10 V. Les antennes d'émission utilisées sont les antennes fabriquées dans le cadre du projet de thèse.

IV.2- Résultats obtenus avec un laser femtoseconde émettant à 800 nm

Le montage est réalisé avec un laser émettant des impulsions de **largeur totale à mi-hauteur d'environ 12 fs**, à une longueur d'onde de **800 nm**. Ainsi, il est possible de tirer profit de détecteurs performants à cette longueur d'onde à base de LT-GaAs, tout en excitant facilement les antennes émettrices, étant donné que l'énergie des photons dépasse largement le gap des matériaux à base d'InGaAs. De plus, le fait de travailler à 800 nm facilite la mesure car le substrat d'InP des matériaux absorbe les photons incidents résiduels, ce qui n'est pas le cas à 1,55 μm . De plus, le faisceau étant visible à 800 nm, la focalisation du spot sur les antennes est facilitée.

La détection utilisée est une antenne photoconductrice déposée sur une couche semi-conductrice de GaAs basse-température. Cette antenne est constituée de deux électrodes métalliques dont la distance qui les sépare, présente un resserrement géométrique de 10 μm . De plus, l'antenne de réception est équipée d'une lentille en silicium montée en amont de la réception du signal THz, permettant d'optimiser la réception en collectant une partie plus importante du signal. Compte tenu des bonnes propriétés du matériau récepteur à 800 nm, et notamment sa résistivité ; la sensibilité, la bande passante et le rapport signal sur bruit de la détection sont bien adaptés à la réception des signaux THz émis.

Les courbes de la Figure 96 et de la Figure 97 représentent respectivement le profil temporel et le spectre de l'impulsion THz émise par une antenne présentant une distance inter-électrodes de 40 μm , déposée sur une couche InGaAs implantée par des ions Fer et recuite à 480°C. Elle est excitée par le laser femtoseconde à 800 nm, avec une puissance moyenne de 30 mW. L'antenne est polarisée par une tension continue de 20 V.

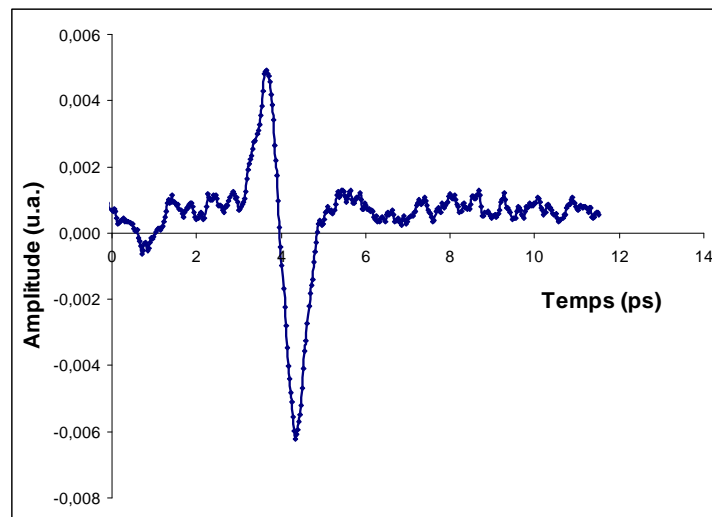


Figure 96 : Profil temporel de l'impulsion THz émise par une antenne présentant une distance inter-électrodes de 40 μm , déposée sur une couche InGaAs implantée par des ions Fer et recuite à 480°C. L'antenne est excitée à 800 nm avec une puissance moyenne de 30 mW, et elle est polarisée à 20 V.

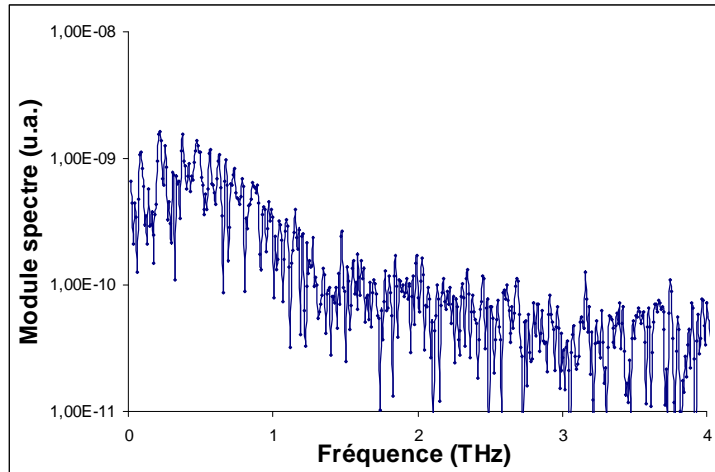


Figure 97 : Spectre THz émis par une antenne présentant une distance inter-électrodes de 40 μm , déposée sur une couche InGaAs implantée par des ions Fer et recuite à 480°C. L'antenne est excitée à 800 nm avec une puissance moyenne de 30 mW, et elle est polarisée à 20 V.

Le signal THz obtenu présente un rapport signal maximal sur bruit relativement faible d'environ 10 dB. La largeur temporelle du signal s'étend sur environ 2 ps malgré la très courte durée des impulsions du laser. Il en résulte que la bande passante du spectre ne s'étend pas au-delà de 1,5 THz environ. Le fait que l'impulsion THz soit relativement étendue temporellement peut s'expliquer d'une part par le temps de vie des porteurs du matériau qui est d'environ 1 ps. Cela se traduit par une bande passante relativement étroite et des composantes plus importantes à basse fréquence. D'autre part, le comportement de l'émission THz peut s'expliquer par le fait que l'antenne émettrice est excitée à 800 nm. Ainsi, il est probable que les électrons fortement excités diffusent dans les vallées latérales de la bande de conduction, où leur mobilité est moins élevée [107]. La durée de désexcitation de ces électrons serait légèrement accrue et du fait de l'altération de leur mobilité, cela se traduirait par une forme altérée du signal temporel, et notamment un allongement de la durée de ce signal.

➤ Emission THz optimisée

Dans cette partie, le meilleur résultat obtenu est présenté. Ici, le montage optique a été optimisé. Une lentille en silicium a été placée en aval de l'antenne émettrice. Cette lentille permet de collecter un maximum du signal d'émission en collimatant le faisceau THz d'émission qui est, rappelons-le, globalement isotrope. Les dimensions de la lentille en Silicium ont été conçues au moyen du logiciel de simulation optique *Oslo*. Alors, le signal THz présenté sur la Figure 98 a été obtenu avec une antenne de 80 μm de gap polarisée à 25 V et excitée à une puissance optique de 75 mW, antenne déposée sur une couche d'InGaAs implantée par des ions Fer et recuite à 500°C.

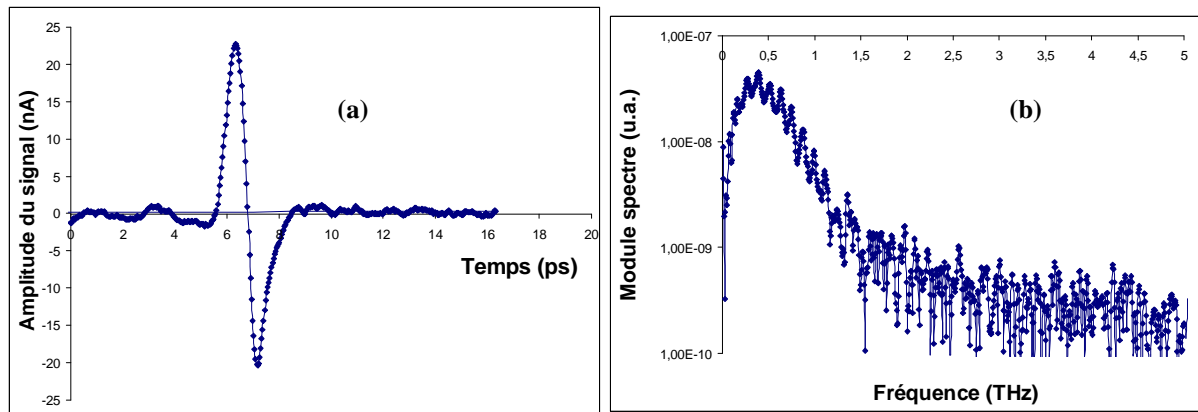


Figure 98 : Signal temporel THz (a) et spectre associé (b) émis par une antenne de 80 μm de gap polarisée à 25 V et excitée à une puissance optique de 75 mW, déposée sur une couche InGaAs implantée par des ions Fer et recuite à 500°C, le montage optique étant optimisé

Le rapport signal maximal sur bruit est de 60 dB et la qualité du spectre est bien meilleure que pour le montage non optimisé. Le profil temporel et la bande passante du spectre restent quasi-identiques à ceux du signal non optimisé. La mise en place des lentilles en silicium permet donc de gagner environ 50 dB sur le rapport signal sur bruit.

Les différents résultats obtenus sont donc conformes à ce qui est attendu pour un fonctionnement optimal des antennes émettrices THz. Ils valident les propriétés des matériaux et des dispositifs fabriqués durant ce travail de thèse. L'emploi de ces dispositifs en tant qu'émetteurs THz est ainsi justifié.

Le même type de signal a été obtenu pour d'autres antennes avec des distances inter-électrodes de 80 μm et 160 μm , sur les matériaux implantés par des ions Fer avec des recuits de 480°C et 500°C. Des mesures ont été effectuées sur certaines de ces antennes afin d'étudier l'influence de la puissance optique d'excitation et de la tension de polarisation.

➤ Influence de la puissance optique

Sur une antenne présentant un gap de 80 μm , et déposée sur une couche InGaAs implantée par des ions Fer et recuite à 500°C, l'amplitude du signal THz émis a été mesurée en fonction de la puissance optique du laser de déclenchement de l'antenne émettrice. Les résultats sont reportés sur le graphe de la Figure 99. Les mesures ont été effectuées avec une tension de polarisation des antennes fixée à 20 V.

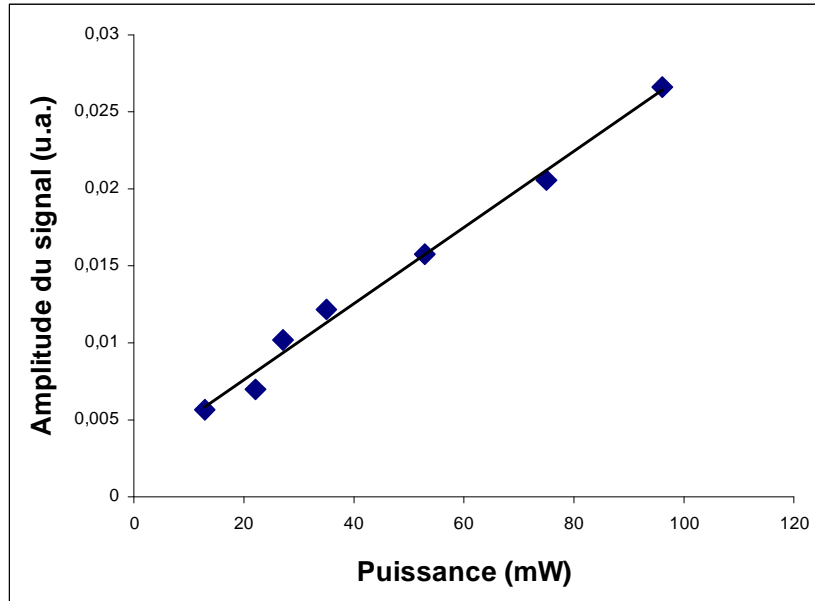


Figure 99 : Amplitude du signal THz en fonction de la puissance optique d'excitation par le laser, pour une antenne de 80 μm de gap sur une couche InGaAs implantée par des ions Fer, recuite à 500°C

Comme attendu, l'amplitude du champ THz émis est proportionnelle à la puissance optique du laser d'excitation. La variation est linéaire sur toute la plage de puissance étudiée et il ne semble pas y avoir de phénomène de saturation jusqu'à 100 mW.

➤ **Influence de la tension de polarisation**

Afin d'évaluer l'influence de la tension de polarisation des antennes d'émission sur le signal THz émis, une mesure de l'amplitude du champ THz a été effectuée sur une plage de 0 à 25 V, pour une antenne de 40 μm de gap sur le matériau implanté par des ions Fer recuit à 480°C et pour une antenne de 80 μm de gap sur le matériau implanté par des ions Fer recuit à 500°C. Les résultats obtenus sont reportés sur la Figure 100. Les mesures ont été réalisées avec une puissance optique d'excitation fixée à 30 mW.

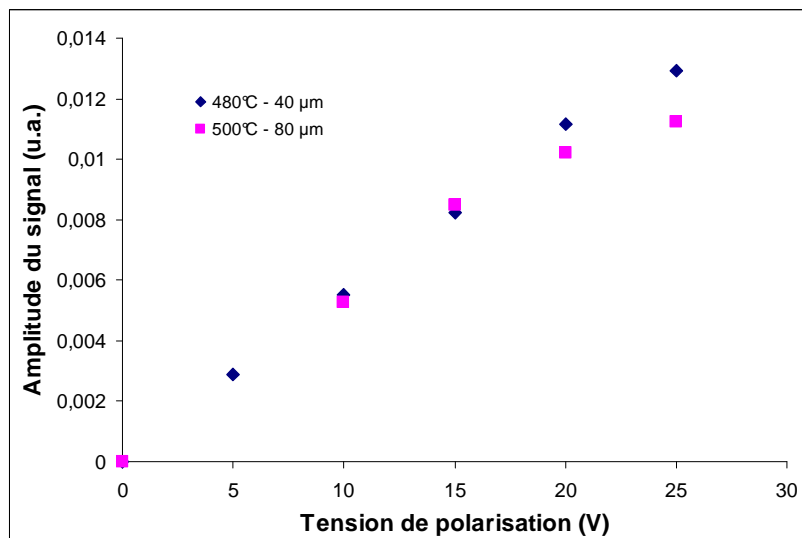


Figure 100 : Amplitude du signal THz émis en fonction de la tension de polarisation pour une antenne de 40 μm sur InGaAs implanté Fer recuit à 480°C et une antenne de 80 μm sur InGaAs implanté Fer recuit à 500°C

L'amplitude du signal THz est proportionnelle à la tension établie aux bornes des électrodes jusqu'à une valeur de 20 V. Un phénomène de saturation semble s'amorcer pour une tension de polarisation de 25 V. La température de recuit et la distance inter-électrodes n'ont pour les matériaux implantés par les ions Fer que peu d'influence, même s'il semble que le matériau le plus résistif et avec une distance inter-électrodes plus courte soit légèrement plus performante pour des tensions de polarisation élevées.

La suite de l'étude a consisté à tenter de mesurer le signal THz lorsque les antennes émettrices sont éclairées par un laser émettant à une longueur d'onde de 1,55 μm . Le détecteur utilisé est alors un bolomètre.

V - Montage d'émission-détection THz avec une détection bolométrique

Les antennes THz émettrices fabriquées durant cette thèse ont été l'objet d'une caractérisation sur un montage optique permettant de les exciter avec un laser émettant à 1,55 μm . Un bolomètre est utilisé pour la partie réception du signal. Une illustration du montage optique est proposée sur la Figure 101.

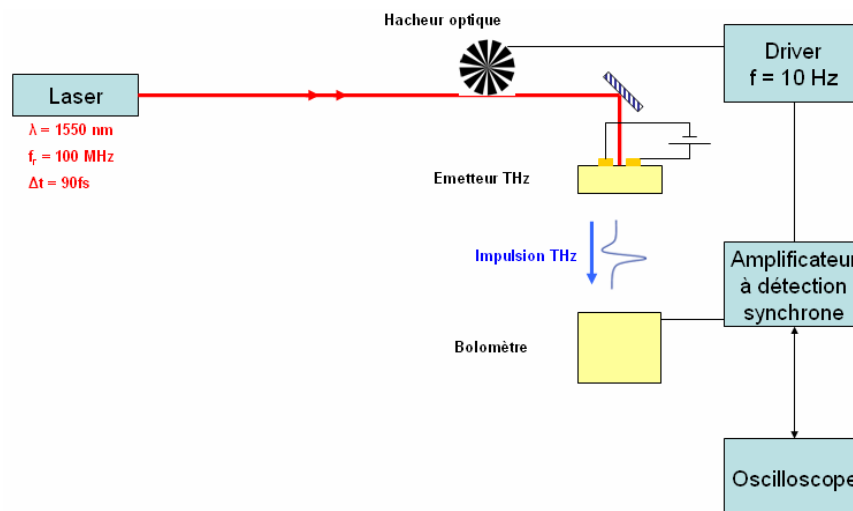


Figure 101 : Montage optique d'émission-détection THz avec une antenne émettrice THz excitée à 1,55 μm et un détecteur bolométrique

Le faisceau laser qui excite l'antenne émettrice est modulé par un hacheur optique à très basse fréquence compatible avec la constante de temps du bolomètre (quelques Hz). L'impulsion THz est placée directement en face de la fenêtre d'entrée du bolomètre. La mesure est assurée au moyen d'un amplificateur à détection synchrone relié à un oscilloscope.

Malheureusement, à ce jour aucun résultat d'émission THz n'a pu être démontré sur ce montage. Plusieurs types d'explications peuvent être avancés à ce propos. Premièrement, le niveau de bruit du bolomètre constitue un élément très limitatif pour ce type de mesure. En effet, le bruit a été évalué à environ 4 nV. Alors le bolomètre a été testé avec un émetteur très performant à base de LT-GaAs excité à 800 nm. Le signal émis par cet émetteur a été détecté par le bolomètre à partir d'une puissance d'excitation de 6 mW à 800 nm. Le signal détecté

est alors de 8 nV. Ce signal émis par une antenne performante à 800 nm ne présente donc qu'un rapport signal sur bruit de 2.

Dans les mêmes conditions d'émission, mais avec la détection optoélectronique à 800 nm, c'est-à-dire avec l'antenne détectrice à base de LT-GaAs, le signal mesuré présentait alors une amplitude d'environ 100 nA. Ce signal est deux fois plus élevé que le meilleur signal obtenu sur les antennes à base d'InGaAs excitées à 800 nm. Le signal THz optimisé provenant de l'émetteur InGaAs et excité à 800 nm est donc du même ordre de grandeur que le niveau de bruit du bolomètre. Il était donc extrêmement difficile de pouvoir détecter avec le bolomètre un signal provenant des émetteurs THz fabriqués au cours de la thèse, qu'ils soient excités à 800 nm ou à 1,55 μm . De plus, compte tenu des mesures d'absorption optique réalisées sur les couches InGaAs et présentées au chapitre 3, il est probable que les antennes soient moins performantes lorsqu'excitées par un laser à 1,55 μm , ce qui limiterait une détection THz bolométrique. Enfin, le phénomène d'établissement lent du courant moyen d'éclairement présenté au paragraphe III, et expliqué par une cause d'origine thermique, peut être une contrainte relativement forte à l'émission THz des antennes à base d'InGaAs.

En perspectives à ce travail, il est donc recommandé d'utiliser un autre type de détection pour un montage d'émission-détection THz à 1,55 μm . En particulier, les détections de type optoélectronique à antenne photoconductrice, ou de type électro-optique peuvent présenter de meilleurs rapports signal sur bruit comparés à celui d'une détection bolométrique.

VI - Conclusion et perspectives

Des antennes émettrices de type « striplined » ont été déposées sur les différents matériaux fabriqués durant cette thèse. Il s'agit de lignes métalliques (10 nm Ti / 120 nm Au) coplanaires de 10 μm de large, séparées d'une distance inter-électrodes pouvant varier de 40 μm à 160 μm . Elles ont été fabriquées au laboratoire LTM au moyen d'un évaporateur à canon d'électrons à la suite d'une méthode de photolithographie UV. Ces antennes ont été caractérisées électriquement par des mesures courant-tension en statique. Pour chaque matériau et chaque antenne, le comportement linéaire a permis de vérifier une excellente qualité des contacts métal/semi-conducteur, qui peuvent donc être qualifiés d'ohmiques. Ces mesures ont également permis de valider le fait que le matériau InGaAs implanté par des ions Fer présente les meilleures propriétés pour la réalisation d'antennes THz, avec en particulier des résistances d'obscurité 400 fois supérieures à celles des autres matériaux (soit de l'ordre de 400 k Ω). Les mesures électriques sous éclairage par un laser focalisé ont montré qu'un courant d'éclairement moyen proportionnel à la puissance optique d'excitation circule le long des antennes. Cependant, pour obtenir un bon contraste entre le courant d'éclairement et le courant d'obscurité, il est nécessaire de travailler avec des puissances optiques élevées. Ces mesures sous éclairage ont révélé un phénomène inattendu qui peut s'avérer contraignant pour utiliser les antennes fabriquées sur des montages d'émission-détection de signaux THz. L'établissement du courant moyen d'éclairement au niveau des antennes est soumis à un phénomène temporel relativement lent (de l'ordre de la dizaine de secondes). Ce phénomène est attribué à une cause d'origine thermique, dont l'explication qualitative a été confortée par la simulation numérique. Les matériaux sont soumis au niveau de la zone inter-électrodes d'éclairement par le laser, à un échauffement relativement conséquent qui pourrait être perturbateur pour des applications THz. En effet, une élévation de la température expliquerait la formation d'un courant continu d'origine thermique d'intensité équivalente au courant

moyen d'origine optoélectronique. Ce courant perturbateur serait en effet issu de l'augmentation de la conductivité du matériau et de l'augmentation de la concentration en porteurs libres elles-mêmes induites par l'échauffement du matériau.

Un montage d'émission-détection de signaux THz a été entrepris afin de tester le comportement des antennes photoconductrices, et de les caractériser. L'émission de signaux THz par les antennes émettrices a été démontrée sur un montage utilisant une détection photoconductrice à base de LT-GaAs avec un laser d'excitation émettant à 800 nm. Toutefois, l'émission de signaux THz par les antennes excitées à 1,55 μm n'a pu être démontrée en raison d'un rapport signal sur bruit trop faible de la détection bolométrique et en raison également d'une absorption optique moins efficace à 1,55 μm qu'à 800 nm.

En perspectives à ce travail, le fonctionnement des antennes photoconductrices THz à 1,55 μm peut être encore l'objet de caractérisations sur des montages optiques différents. Il est certainement possible de vérifier le fonctionnement des antennes d'émission en utilisant des détecteurs plus sensibles tels que des détecteurs photoconducteurs, ou bien encore au moyen d'un montage à détection électro-optique [72].

Enfin, ce travail a révélé un phénomène d'origine thermique qui peut perturber l'émission et la réception de signaux THz. Une étude plus approfondie et plus précise pourrait être menée par l'approche empirique. En effet, la mesure de la température locale du matériau, soit par rayonnement thermique (avec une caméra thermique), soit par effet Peltier-Seebeck au moyen de thermo-couples, pourrait permettre de vérifier l'hypothèse avancée ainsi que les valeurs de température calculées théoriquement.

Conclusion générale et perspectives

Dans le contexte global actuel de développement de sources et de détecteurs THz, la conception, la fabrication, la caractérisation et l'optimisation d'antennes photoconductrices excitées à une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ constituent un thème de recherche porteur et vaste. De tels dispositifs optoélectroniques sont relativement bien maîtrisés à une longueur d'onde de déclenchement de 800 nm , pour laquelle des matériaux à base de GaAs sont généralement utilisés avec efficacité. Ces matériaux, lorsqu'ils sont optimisés, présentent en effet d'excellentes propriétés pour les applications THz. L'intérêt de la longueur d'onde des télécommunications de $1,55 \mu\text{m}$ est de bénéficier de la maturité technologique et du moindre coût des lasers et des composants optiques y fonctionnant.

Les matériaux semi-conducteurs les plus adaptés à la photocommutation à $1,55 \mu\text{m}$ sont généralement issus de la filière InGaAs sur substrat InP. Afin de les rendre performants et efficaces pour le développement d'antennes photoconductrices THz, il est nécessaire d'y introduire des défauts. Ils doivent en effet présenter un certain nombre de qualités parmi lesquelles les plus importantes sont l'absorption optique et l'accord de maille avec le substrat, une forte résistivité hors éclairage, une forte mobilité et une durée de vie des porteurs ultracourte, de l'ordre de la picoseconde. L'interdépendance de ces paramètres et de ces contraintes impose la recherche d'un compromis équilibré et optimisé des propriétés du matériau. Les nombreux travaux que l'on peut trouver dans la littérature concernant ce type de matériaux et de dispositifs, ont permis d'établir un état de l'art et de lancer les pistes de recherche du projet de thèse. Les matériaux les plus prometteurs sont des couches d'InGaAs crues à basse température et dopées au Béryllium, des couches d'InGaAs irradiées par des ions lourds, ou encore implantées par des ions Fer. Parmi les matériaux plus originaux et également plus performants, on peut citer les matériaux à multicouches InGaAs/InAlAs et les matériaux quaternaires InGaAsP implantés par des ions Fer [59], [81].

Trois types de matériaux ont été fabriqués durant cette thèse. Les croissances par la technique de l'épitaxie par jets moléculaires ont été effectuées au laboratoire INL. Les couches InGaAs crues à basse température de croissance présentent de trop faibles résistivités ($0,01 \Omega\cdot\text{cm}$) pour des applications THz. C'est pourquoi une seconde série de couches basse-température dopées Béryllium, puis recuites in-situ, a été fabriquée. La compensation du niveau de donneurs par la formation d'un niveau d'accepteurs a effectivement été vérifiée. Cependant, les résistivités obtenues sont encore trop faibles (un gain d'un facteur 10 a seulement été obtenu). De plus, les mesures de la dynamique des porteurs par une technique pompe-sonde optique de mesure des variations des coefficients de réflexion et de transmission, ont révélé un comportement inattendu des porteurs pour les couches non recuites, qui peut s'avérer préjudiciable pour des antennes THz. Seuls les porteurs des couches recuites présentent un comportement temporel satisfaisant avec des temps de vie toutefois relativement longs (quelques picosecondes). Une interprétation du phénomène dynamique inattendu de remontée des coefficients de réflexion et de transmission en fonction du temps, a été proposée. Elle repose sur un mécanisme d'absorption par les porteurs libres couplé à un phénomène de diffusion des porteurs « sur-excités » au sein des vallées latérales de la bande de conduction du semi-conducteur.

Le second type de matériau est une couche d'InGaAs irradiée par des ions Brome. Les temps de vie des porteurs mesurés, inférieurs à la picoseconde, et la mobilité des porteurs obtenue par la technique de l'effet Hall ($0,3 \text{ ps}$ et $317 \text{ cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$) sont satisfaisants pour la réalisation

d'antennes photoconductrices, mais la résistivité du matériau reste hélas faible (0,8 $\Omega\cdot\text{cm}$). Les paires de défauts créés par l'irradiation ont en effet un niveau d'énergie peu profond.

La troisième technique pour introduire des défauts dans les couches d'InGaAs est l'implantation, par des ions Hydrogène d'une part, et par des ions Fer d'autre part. Les couches implantées par des ions Hydrogène semblent présenter des niveaux de défauts très légèrement plus profonds que celles irradiées par des ions Brome, avec une résistivité pouvant atteindre 1,5 $\Omega\cdot\text{cm}$. Mais les durées de vie des porteurs mesurées sont plus longues, de l'ordre de quelques picosecondes, ce qui semble être dû à une concentration moins importante de défauts. De plus, la présence d'ions implantés dans la couche tend à diminuer la mobilité des porteurs au sein du semi-conducteur. Quant aux couches implantées par des ions Fer, ce sont elles qui présentent les meilleures performances pour la réalisation d'antennes THz (temps de vie inférieurs à la picoseconde et résistivité de l'ordre de 400 $\Omega\cdot\text{cm}$). Un niveau d'accepteurs profonds, qui permet de compenser la forte concentration en porteurs libres, est en effet formé par l'implantation d'ions Fer. Cependant, cette technique de fabrication tend à diminuer la mobilité des porteurs (80 $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$), ce qui peut être contraignant.

Sur les matériaux fabriqués, la réalisation de dispositifs intégrés complets a été effectuée au laboratoire LTM. Les antennes photoconductrices sont constituées d'électrodes métalliques (Ti/Au) en configuration « striplined » avec différentes dimensions pour la distance inter-électrodes. Les mesures électriques effectuées sur ces antennes ont toutes révélé une excellente qualité de contact métal/semi-conducteur, et ont conforté les mesures de résistivité effectuées antérieurement sur les matériaux bruts. Les dispositifs intégrés sur les matériaux InGaAs implantés par des ions Fer sont en effet les meilleurs candidats pour l'émission de signaux THz impulsions. Les mesures électriques effectuées sous éclairage ont permis de vérifier la formation d'un courant d'éclairement, même si un contraste assez élevé entre le courant d'éclairement et le courant d'obscurité nécessite l'emploi de fortes puissances optiques d'excitation. De plus, ces mesures ont mis en évidence un problème qui peut être pénalisant pour le fonctionnement des antennes THz, en émission comme en réception. Le courant d'éclairement total ne s'établit en effet qu'au bout d'un temps relativement long de quelques dizaines de secondes. L'explication proposée repose sur l'hypothèse d'une cause d'origine thermique, appuyée par un modèle thermodynamique et une simulation. L'échauffement du matériau par le laser engendrerait un courant continu, du fait de l'augmentation de la conductivité électrique et de la concentration en porteurs libres avec la température. L'approfondissement de l'étude de ce phénomène, et même d'éventuelles applications peuvent constituer des perspectives à ce travail de thèse.

Enfin, les montages optoélectroniques d'émission-détection THz au moyen d'antennes photoconductrices excitées à 800 nm ont permis de vérifier l'émission de signaux THz par les antennes. Leur fonctionnement lorsqu'excitées à 1,55 μm doit encore être démontré. Une détection bolométrique présente en effet un bruit trop important pour détecter sensiblement les signaux THz émis. L'emploi de détecteurs photoconductrices ou électro-optiques fonctionnant à 1,55 μm est alors dans ce cas recommandé, car ce sont des systèmes de détection qui présentent de meilleurs rapports signal sur bruit.

Les performances atteintes avec ces matériaux sont comparables à celles que l'on peut trouver dans la littérature. Je recommanderais toutefois l'emploi de matériaux ternaires InGaAs dopés aux ions Fer ou bien de matériaux quaternaires InGaAsP implantés par des ions Fer, car ce sont encore ces matériaux qui semblent présenter actuellement les meilleurs résultats [60], [81]. Dans tous les cas, les performances THz atteintes par de tels dispositifs sont encore loin

d'atteindre celles des antennes excitées à 800 nm à base de GaAs basse-température. En perspective à ce travail, je recommanderais donc de fabriquer des matériaux quaternaires InGaAsP car leur résistivité intrinsèque et leur gap peuvent être ajustés plus facilement lors de la croissance, et de les implanter alors par des ions relativement lourds afin de créer un niveau accepteur profond. De plus, il est de grand intérêt lors de la fabrication d'antennes THz de développer des structures de type « mesa » qui permettent de gagner un facteur 10 sur l'émission THz [77], [78].



Références

- [1] J.L. Coutaz et al. « Optoélectronique térahertz ». Editions EDP Sciences (2008).
- [2] D.J. Paul. "Pictoring people : non-intrusive imaging". State of the Science Review, vol. Foresight Exploiting the Electromagnetic Spectrum (2005).
- [3] D.H. Auston, K.P. Cheung et P.R. Smith "Picosecond photoconducting Hertzian dipoles" Appl. Phys. Lett., 45, 284 (1984)
- [4] E. Peytavit. "Génération et propagation aux fréquences Térahertz".Thèse de doctorat de l'Université des sciences et technologies de Lille (2005)
- [5] H. Eisele, "Second-harmonic power extraction from InP Gunn devices with more than 1 mW in the 260-320 GHz frequency range", *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 2412-2413 (1998)
- [6] H. Eisele and G. I. Haddad, "Two terminals millimeterwave sources", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-46, pp. 739-745 (1998)
- [7] O. Dupuis, "Technologies et caractérisation hautes fréquences de composants III-V à effet tunnel résonnant", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologie de Lille (1999)
- [8] H. Wang, L. Samoska, T. Gaier, A. Peralta, H. H. Liao, Y. C. Leong, S. Weinreb, Y. C. Chen, M. Nishimoto, and R. Lai, "Power-amplifier modules covering 70-113 GHz Using MMICs", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-49, pp. 9-16 (2001)
- [9] S. J. Smith and E. M. Purcell, "Visible light from localized surface charges moving across a grating". *Phys. Rev.* 92, p. 1096 (1953).
- [10] G. Winnewisser, A.F. Krupnov, M.Y. Tretyakov, M. Liedtke, F. Lewen, A.H. Saleck, R. Schieder, A.P. Shkaev, and S.F. Volokhov. "Precision broadband spectroscopy in the terahertz region". *J. Mol. Spec.* 165, 294 : 300 (1994)
- [11] G. L. Carr, M. C. Martin, W. R. McKinney, K. Jordan, G. R. Neil, and G. P. Williams, "High-power terahertz radiation from relativistic electrons," *Nature*, vol. 420, pp. 153–156 (2002)
- [12] G. Gallerano and S. Biedron, "Overview of terahertz radiation sources," *Proceeding of the 2004 FEL*, p. 216 (2004)
- [13] G. Chattopadhyay, E. Schlecht, J. Gill, S. Martin, A. Maestrini, D. Pukala, F. Maiwald, and I. Mehdi, "A broadband 800 GHz Schottky Balanced Doubler", *IEEE Microwave Wireless Comp. Lett.*, vol. 12, pp. 117-118 (2002)
- [14] F. Maiwald, S. Martin, J. Bruston, A. Maestrini, T. Crawford, and P. H. Siegel, "2.7 THz tripler using a GaAs monolithic membrane diode", *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 3, Phoenix, AZ, pp. 1637-1640 (2001)

- [15] W. Chen. “Techniques d’hétérodynage dans l’infrarouge lointain. Quelques applications en spectroscopie de rotation”. Thèse de doctorat de l’Université de sciences et technologies de Lille 1 (1991)
- [16] W. Lin, J.X. Han, L.K. Takahashi, H.A. Harker, F.N. Keutsch, and R.J. Saykally. “Terahertz vibration rotation-tunneling spectroscopy of the water tetramer –d8 : combined analysis of vibrational bands at 4.13 and 2.03 THz”. *J. Chem. Phys.* 128, 094302 : 10 (2008)
- [17] G. Dodel, “On the history of far-infrared (FIR) gas lasers : Thirty-five years of research and application,” *Infrared Physics & Technology*, vol. 40, p. 127 (1999)
- [18] G.A. Blake, K.B. Laughlin, R.C. Cohen, K.L. Busarow, D.H. Gwo, C.A. Schmutienmaer, D.W. Steiert, and R.J. Saykally. “The Berkeley tunable far infrared laser spectrometers”. *Rev. Sci. Instr.* 62, 1701: 1716 (1991)
- [19] S. Komiyama, "Far-infrared emission from population-inverted hot-carrier system in p-Ge", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 48, pp. 271-274 (1982)
- [20] A. A. Andronov, I. V. Zverev, V. A. Kozlov, Yu. N. Nozdrin, S. A. Pavlov, and V. N. Shastin, "Stimulated emission in the long-wavelength IR region from hot holes in Ge in crossed electric and magnetic fields", *JETP Lett.*, vol. 40, pp. 804-806 (1984)
- [21] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, "Quantum cascade Laser", *Science*, vol. 264, pp. 553-556 (2002)
- [22] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi, "Terahertz semiconductor-heterostructure laser", *Nature*, vol. 417, pp. 156-159 (2002)
- [23] B. S. Williams, "Terahertz quantum cascade lasers." *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 517-525 (2007)
- [24] S. Kumar, B. S. Williams, Q. Hu and J. L. Reno, "1.9-THz quantum-cascade lasers with one-well injector." *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 12, pp. 121123 (2006)
- [25] D. Armand. “Application de la spectroscopie terahertz à la detection de substances sensibles”. Thèse de doctorat de l’Université de Grenoble (2011)
- [26] B. I. Greene, P. N. Saeta, D. R. Dykaar, and S. L. Chuang, “Far-Infrared Light Generation at Semiconductor Surfaces and Its Spectroscopic Applications,” *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 28, pp. 2302–2312 (1992)
- [27] V. L. Malevich, R. Adomavicius, and A. Krotkus, “THz emission from semiconductor surfaces,” *Comptes rendus de physique*, vol. 9, pp. 130–141 (2008)
- [28] H. Eusèbe. “Etude théorique et expérimentale de la génération THz par photocommutation dans des composants en GaAs basse-température”. Thèse de doctorat de l’INPG (2004)

- [29] E. Castro-Camus, J. Lloyd-Hughes, M. B. Johnston. "Three-dimensional carrier-dynamics simulation of terahertz emission from photoconductive switches". *Phys. Rev. B* 71, p. 195301 (1995)
- [30] A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. C. Nuss, W. H. Knox. "Femtosecond high-field transport in compound semiconductors". *Phys. Rev. Lett.* 82, p. 5140 (2000)
- [31] C. Ludvig, J. Kuhl. "Studies of the temporal and spectral shape of terahertz pulses generated from photoconducting switches". *Appl. Phys. Lett.* 69, p. 1194 (1996)
- [32] K. Liu, A. Krotkus, K. Bertulis, J. Xu, X.C. Zhang. "THz radiation from n-type GaAs with Be-doped LTG-GaAs surface layers". *J. Appl. Phys.* 94, p. 3651 (2003)
- [33] J. Lloyd-Hughes, E. Castro-Camus, M.D. Fraser, C. Jagadish, M. B. Johnston. "Carrier dynamics in ion-implanted GaAs studied by simulation and observation of terahertz emission". *Phys. Rev. B* 70, p. 235330 (2004)
- [34] L. Duvillaret, F. Garet, J-F. Roux and J-L. Coutaz. "Analytical modeling and optimization of terahertz spectroscopy experiment using photoswitches as antennas". *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 7 615 (2001)
- [35] D.S. Kim, D.S. Citrin. "Coulomb and radiation screening in photoconductive terahertz sources" *Appl. Phys. Lett.* 88, p. 161117 (2006)
- [36] J.T. Darrow, X.C. Zhang, D.H. Auston, J.D. Morse. "Saturation properties of large aperture photoconducting antennas". *IEEE J. of Quantum Electronics* 28, p. 1607 (1992)
- [37] P. K. Benicewicz, A.J. Taylor. "Scaling of terahertz radiation from large-aperture, biased InP photoconductors". *Opt. Lett.* 18, p. 1332 (1993)
- [38] K. J. Siebert, A. Lisauskas, T. Loffler, H. G. Roskos. "Field screening in low-temperature-grown GaAs photoconductive antennas". *Jpn. J. Appl. Phys.* 43, p. 1038 (2004)
- [39] F. W. Smith, H. R. Calawa, C. L. Chen, M. J. Mantra and L. J. Mahoney, "New M.B.E buffer used to eliminate backgating in GaAs MESFET's", *IEEE Elec. Dev. Lett.*, vol. 77, pp. 77-80 (1988)
- [40] K.A. McIntosh, K.B. Nichols, S. Verghese, E.R. Brown. "Investigation of ultrashort photocarrier relaxation times in low-temperature-grown GaAs". *Appl. Phys. Lett.* 70, 354 (1997)
- [41] D.C. Look. "Molecular beam epitaxial GaAs grown at low temperatures". *Thin solid films* 231, 61 (1993)
- [42] N. Chimot. « Génération et détection de rayonnement aux fréquences THz à partir d'antennes photoconductrices en InGaAs sur InP irradié par des ions ». Thèse de doctorat de l'université Paris XI Orsay (2006)

- [43] I.S. Gregory, C. Baker, W.R. Tribe, M.J. Evans, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, M. Missous. “High resistivity annealed low-temperature GaAs with 100 fs lifetimes”. *Appl. Phys. Lett.* 83, 4199 (2003)
- [44] F.W. Smith, H.Q. Le, V. Diadiuk, M.A. Hollis, A.R. Calawa, S. Gupta, M. Frankel, D.R. Dykaar, G.A. Mourou, T.Y. Hsiang. “Picosecond GaAs based photoconductive optoelectronic detectors”. *Appl. Phys. Lett.* 54, 890 (1989)
- [45] B. Salem, D. Morris, Y. Salissou, V. Aimez, S. Charlebois, M. Chicoine, F. Schiettekatte. “Terahertz emission properties of arsenic and oxygen ion-implanted GaAs based photoconductive pulsed sources”. *J. Vac. Sci. Technol. A* 24(3), 774-777 (2006)
- [46] B. Salem, D. Morris, V. Aimez, J. Beerens, J. Beauvais, D. Houde. Pulsed photoconductive antenna terahertz sources made on ion-implanted GaAs substrates. *J. Phys.: Condens. Matter* 17 : 7327-7333 (2005)
- [47] S.Gupta, J.F. Whitaker and G.A. Mourou. “Ultrafast carrier dynamics in III-V semiconductors grown by molecular-beam epitaxy at very low substrates temperatures”. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 28(10): 2464-2472 (1992)
- [48] M.C. Beard, G. M. Turner and C. A. Schmuttenmaer. “Subpicosecond carrier dynamics in low-temperature grown GaAs as measured by time-resolved terahertz spectroscopy”. *J. Appl. Phys.* 90 5915 (2001)
- [49] H. Nemeč, A. Pashkin, P. Kuzel, M. Khazan, S. Schnüll and I. Wilke. “Carrier dynamics in low-temperature grown GaAs studied by terahertz emission spectroscopy”. *J. Appl. Phys.* 90 1303 (2001)
- [50] P. Benicewicz, J.P. Roberts and A.J. Taylor. “Scaling of terahertz radiation from large-aperture biased photoconductors”. *J. Opt. Soc. Am. B* 11 2533 (1994)
- [51] A. Krotkus, S. Marcinkevicius, J. Jasinski, M. Kaminska, H.H. Tan and C. Jagadish. “Picosecond carrier lifetime in GaAs implanted with high doses of As ions : an alternative material to low-temperature GaAs for optoelectronic applications”. *Appl. Phys. Lett.* 66 3304 (1995)
- [52] L. Joulaud. “Echantillonnage électro-optique à 1,55 μm pour la mesure de circuits rapides sur InP ». Thèse de doctorat de l’Université Paris XI Orsay (2004)
- [53] M. Tani, K. Yamamoto, E. S. Estacio, C. T. Que, H. Nakajima, M. Hibi, F. Miyamaru, S. Nishizawa, M. Hangyo. “Photoconductive emission and detection of terahertz pulsed radiation using semiconductors and semiconductor devices”. *J Infrared Milli Terahz Waves* 33:393–404 (2012)
- [54] S. Winnerl. “Scalable Microstructured Photoconductive Terahertz Emitters”. *J Infrared Milli Terahz Waves* 33:431–454 (2012)

- [55] D. Vignaud, J. F. Lampin, E. Lefebvre, M. Zaknoune, and F. Molloy. "Electron lifetime of heavily Be-doped In_{0.53}Ga_{0.47}As as a function of growth temperature and doping density". *Appl. Phys. Lett.*, 80(22):4151–4153 (2002)
- [56] R.A. Metzger, A.S. Brown, L.G. McGray and J.A. Henige. "Structural and electrical properties of low temperature GaInAs". *J. Vac. Technol. B*, 11(3):798-801 (1993)
- [57] A. Takazato, M. Kamaruka, T. Matsui, J. Kitagawa, and Y. Kadoya. "Detection of THz waves using low-temperature grown InGaAs with 1.56 μm pulse excitation". *Applied physics letters* 90, 101119 (2007)
- [58] E. R. Brown, D. C. Driscoll, and A. C. Gossard. "State of the art in 1.55 μm ultrafast InGaAs photoconductors, and the use of signal processing techniques to extract the photocarrier lifetime". *Semiconductor Science and Technology*, 20(7):S199 (2005)
- [59] C. D. Wood, O. Hatem, J. E. Cunningham, E. H. Linfield, A. G. Davies, P. J. Cannard, M. J. Robertson, and D. G. Moodie. "Terahertz emission from metal-organic chemical vapor deposition grown Fe:InGaAs using 830 nm to 1.55 μm excitation". *Applied Physics Letters*, 96(19):194104 (2010)
- [60] O. Hatem, J. Cunningham, E. H. Linfield, C. D. Wood, A. G. et al. "Terahertz-frequency photoconductive detectors fabricated from metal-organic chemical vapour deposition-grown Fe-Doped InGaAs". *Applied physics letters*, 98, 121107 (2011)
- [61] C. Carmody, H.H. Tan, C. Jagadish, A. Gaarder, S. Marcinkevicius. "Ion implanted InGaAs for ultrafast optoelectronic applications". *Appl. Phys. Lett.*, 82, 3913 (2003)
- [62] C. Jagadish, H.H. Tan, A. Krotkus, S. Marcinkevicius, K.P. Korona, M. Kaminska. "Ultrafast carrier trapping in high energy ion implanted gallium arsenide". *Appl. Phys. Lett.* 68, 2225 (1996)
- [63] M. Suzuki, M. Tonouchi. "Fe-implanted InGaAs terahertz emitters for 1.56 μm wavelength excitation". *Appl. Phys. Lett.* 86, 051104 (2005)
- [64] M. Suzuki, M. Tonouchi. "Fe-implanted InGaAs photoconductive terahertz detectors triggered by 1.56 μm femtosecond optical pulses". *Appl. Phys. Lett.* 86, 163504 (2005)
- [65] S.C. Subramaniam, A.A. Rezazadeh. "The effects of thermal annealing on iron bombarded InP/InGaAs multilayer structures". *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* 248 59–66 (2006)
- [66] S.J. Pearton, "Ion implantation for isolation of III-V semiconductor," *Mat. Sci. Rep.*, vol. 4, pp. 313-367 (1990)
- [67] N. Chimot, J. Mangeney, P. Mounaix, M. Tondusson, K. Blary, J.F. Lampin. "Terahertz radiation generated and detected by Br⁺ irradiated InGaAs photoconductive antenna excited at 800 nm wavelength". *Appl. Phys. Lett.* 89, 083519 (2006)
- [68] L. Joulaud, J. Mangeney, N. Chimot, P. Crozat, G. Fishman, J.C. Bourgoin. "Conductions mechanisms in ion-irradiated InGaAs Layers". *J. App. Phys.* 97, 63515 (2005)

- [69] J. Mangeney, L. Joulaud, P. Crozat, J.M. Lourtioz, J.L. Perrossier, S. Cabaret, P. Crozat. “Electrical properties of 1.55 μm sensitive ion-irradiated InGaAs with subpicosecond carrier lifetime”. *Elect. Lett.* 39, 681 (2003)
- [70] L. Joulaud, J. Mangeney, J.M. Lourtioz, P. Crozat, G. Patriarche. “Thermal stability of ion-irradiated InGaAs with (sub-) picosecond carrier lifetime”. *Appl. Phys. Lett.* 82, 856 (2003)
- [71] 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 μm ”. *Appl. Phys. Lett.* 83, 5551 (2003)
- [72] N. Chimot, J. Mangeney, L. Joulaud, P. Crozat, H. Bernas, K. Blary, J.F. Lampin. “Terahertz Radiation from heavy-ion irradiated InGaAs photoconductive antenna at 1.55 μm ”. *Appl. Phys. Lett.* 87, 193110 (2005)
- [73] Kimani K. Williams, Z.D. Taylor, J.Y. Suen, Hong Lu, R.S. Singh, A.C. Gossard, E.R. Brown. Toward a 1550 nm InGaAs photoconductive switch for terahertz generation. *Optics Letters*, Vol. 34, No. 20, pp 3068-3070 (2009)
- [74] D. C. Driscoll, M. P. Hanson, A. C. Gossard, and E. R. Brown. “Ultrafast photoresponse at 1.55 μm in InGaAs with embedded semimetallic ErAs nanoparticles”. *Applied Physics Letters*, 86(5):051908 (2005)
- [75] F. Ospald, D. Maryenko, K. von Klitzing, D. C. Driscoll, M. P. Hanson, H. Lu, A. C. Gossard, and J. H. Smet. “1.55 μm ultrafast photoconductive switches based on ErAs:InGaAs”. *Applied Physics Letters*, 92(13):131117 (2008)
- [76] B. Sartorius, H. Roehle, H. Künzel, J. Böttcher, M. Schlak, D. Stanze, H. Venghaus, and M. Schell. “All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5 μm telecom wavelengths”. *Opt. Express*, 16(13):9565-9570 (2008)
- [77] H. Kuenzel, J. Böttcher, K. Biermann, H. Hensel, H. Roehle, and B. Sartorius. “Low temperature MBE-grown In(Ga,Al)As/InP structures for 1.55 μm THz photoconductive antenna applications”. 20th International conference on Indium Phosphide and related materials, IPRM 2008 (IEEE, New York, 2008), pp. 1-4
- [78] H. Roehle, R.J.B. Dietz, H.J. Hensel, J. Böttcher, H. Künzel, D. Stanze, M. Schell, B. Sartorius. “Next generation 1.5 μm terahertz antennas : mesa-structuring of InGaAs/InAlAs photoconductive layers”. *Optics express*, Vol. 18, No. 3, pp. 2296-2301 (2010)
- [79] M. Martin, J. Mangeney, L. Travers, C. Minot, J-C Harmand, O. Mauguin and G. Patriarche. “Epitaxial growth and picosecond carrier dynamics at 1.55 μm of GaInAs/GaInNAs superlattices”. *Appl. Phys. Lett.* 95, 141910 (2009)
- [80] Li Qian, S. D. Benjamin, P. W. E. Smith, B. J. Robinson, D.A. Thompson. “Subpicosecond carrier lifetime in beryllium-doped InGaAsP grown by He-plasma-assisted molecular beam epitaxy”. *Applied physics letters* 71 (11) (1997)

- [81] A. Fekecs, M. Bernier, D. Morris, M. Chicoine, F. Schiettekatte, P. Charette, R. Ares. "Fabrication of high resistivity cold-implanted InGaAsP photoconductors for efficient pulsed terahertz devices". *Optical Materials express* 1165, Vol.1, No. 7 (2011)
- [82] Chao-Kuei Lee, Chan-Shan Yang, Sung-Hui Lin, Shiuan-Hua Huang, Osamu Wada, and Ci-Ling Pan. "Effects of two-photon absorption on terahertz radiation generated by femtosecond-laser excited photoconductive antennas". *Optics Express*, Vol.19, No. 24, pp. 23689-23697 (2011)
- [83] Masahiko Tani, Kwang-Su Lee, and X.-C. Zhang. "Detection of terahertz radiation with low-temperature-grown GaAs-based photoconductive antenna using 1.55 mm probe". *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 77, No. 9, (2000)
- [84] R. Beneyton. « Sur l'incorporation du Thallium dans une matrice III-V : préparation de GaTIAs et InAlAs par EJM ». Thèse de doctorat de l'Ecole Centrale de Lyon (2004)
- [85] A. Krotkus, K. Bertulis, L. Dapkus, U. Olin, and S. Marcinkevicius. "Ultrafast carrier trapping in Be-doped low-temperature-grown GaAs". *Appl. Phys. Lett.* 75(21): 3336-3338 (1999)
- [86] A. Krotkus, K. Bertulis, K. Korona, A. Wolos, J. Siegert, S. Marcinkevicius, J.F. Roux and J.L. Coutaz. "Be-doped low-temperature-grown GaAs materials for optoelectronic switches". *IEEE Proc. Optoelectron.* 149, 111-115 (2002)
- [87] R. Adomavicius, A. Krotkus, K. Bertulis, V. Sirutkaitis, R. Butkus, and A. Piskarskas. "Hole trapping time measurement in low-temperature-grown gallium arsenide. *Appl. Phys. Lett.* 83(25): 5304-5306 (2003)
- [88] J. Lindhard, M. Scharff, and H.E. Schiott. "Range concepts and heavy ion ranges". *Mat. Phys. Medd.* Vol.33:p.14 (1963)
- [89] G. Dearnaley, J.H. Freeman, R.S. Nelson, and J. Stephen. "Ion implantation". North Holland Publishing (1973)
- [90] M. Mikou, R. Carin, P. Bogdanski, P. Marie. « Swift heavy ion induced defect study in epitaxial n-type GaAs from in situ Hall effect measurements ». *J. Phys.*III, 1661 (1997).
- [91] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark. "The stopping and range of ions in solids". Pergamon, New York, USA (1985)
- [92] 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)
- [93] G.H. Kinchin, R.S. Pease. "The displacement of atoms in solids by radiation". *Rep. Progr. Phys.*, 418, 2 (1955)
- [94] D. Pons, J.C. Bourgoin. "Irradiated-induced defects in GaAs", *J. Phys. C : Solid States Phys.*, 18, 3839 (1985)

- [95] E. Lugagne Delpon, J.L. Oudar, N. Bouche, R. Raj, A. Shen, N. Stelmakh, J.L. Lourtioz. "Ultrafast excitonic saturable absorption in ion-implanted InGaAs/InAlAs multiple quantum wells". *Appl. Phys. Lett.* 72, 759 (1998)
- [96] J.F. Roux. « Dispositifs à semi-conducteurs rapides pour la génération et la détection de signaux électriques GHz-THz ». Habilitation à diriger des recherches. Université de Savoie (2010)
- [97] R. Tommasi, P. Langot, F. Vallée. "Femtosecond hole thermalization in bulk GaAs". *Appl. Phys. Lett.* 66, 1361 (1995)
- [98] A. Krotkus, J.L. Coutaz. "Non-stoichiometric semiconductor materials for terahertz optoelectronics applications". *Semicond. Sci. Technol.* 20, S142 (2005)
- [99] B. R. Bennett, R.A. Soref, J. A. Del Alamo. "Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP". *IEEE J. of Quantum Electronics*, vol. 26, n°1, p.113-122 (1990)
- [100] E. Burstein. "Anomalous optical absorption limit in InSb". *Phys. Rev.*, vol. 93, p. 632-633 (1954)
- [101] T. S. Moss, G.J. Burrell, B. Ellis. "Semiconductor Opto-electronics". New-York : Wiley, p. 48-94 (1973)
- [102] H. Haug and S. W. Koch. "Quantum Theory of the Optical and Electronic properties of Semiconductors". World Scientific (1993)
- [103] E.Zielinski, H.Schweizer, K.Streubel, H.Eisele, G.Weimann, *J. Appl. Phys.*, 59, no.6, pp.2196-2204(1986).
- [104] J.C. Delagnes, P. Mounaix, H. Nemeč, L. Fekete, F. Kadlec, P. Kuzel, M. Martin, J. Mangeney. "High photocarrier mobility in ultrafast ion-irradiated InGaAs for terahertz applications". *J. Phys. D-appl. Phys.* 42, 195103 (2009)
- [105] A. Prabhakar. "Investigations of deep level defects in semiconductor material systems". Thèse de doctorat de l'Institut de Technologie de Californie. (1985)
- [106] S. Marcinkevicius, C. Jagadish, H. H. Tan, M. Kaminska, K. Korona, R. Adomavičius, A. Krotkus. Influence of annealing on carrier dynamics in As ion-implanted epitaxially lifted-off GaAs layers. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 76, No. 10, (2000)
- [107] S.E. Ralph, Y. Chen, J. Woodall, D. McInturff. "Subpicosecond photoconductivity of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$: Intervalley scattering rates observed via THz spectroscopy". *Phys. Review B*, vol.54, n°8 (1996)
- [108] A. M. Crook, E. Lind, Z. Griffith, M. J. W. Rodwell, J. D. Zimmerman, A. C. Gossard, S. R. Bank. "Low resistance, nonalloyed Ohmic contacts to InGaAs". *Appl. Phys. Lett.* 91, 192114 (2007)

-
- [109] G. Franz, M.-C. Amann. “Extremely low contact resistivity of Ti/Pt/Au contacts on p⁺-InGaAs as determined by a new evaluation method”. J. Electrochem. Soc., vol. 140, 847-850 (1993)
- [110] B. Sartorius, D. Stanze, T. Göbel, D. Schmidt, M. Schell. “Continuous Wave Terahertz Systems based on 1.5 μm Telecom Technologies.” J. Infrared Milli Terahz Waves 33:405–417 (2012)
- [111] C-K Sun, I-H Tan, J. E. Bowers. “Ultrafast Transport Dynamics of p-i-n Photodetectors Under High-Power Illumination”. IEEE Photonics Letters, vol. 10, pp 135-137 (1998)
- [112] H. Ohnishi, N. Yokoyama, A. Shibatomi. “Modeling Electron Transport in InGaAs-Based Resonant Tunneling Hot-Electron Transistors”. IEEE Transactions on electron devices, vol.36, pp. 2335-2339 (1989)
- [113] S. Malyshev, A. Chizh, V. Andrievski. “InGaAs p-i-n Photodiodes for Microwave Applications”. 12e GAAS Symposium, pp. 283-286 (2004)
- [114] S. M. Sze. “Physics of Semiconductor Devices”. Wiley-Interscience (1969)