



HAL
open science

Etude théorique et expérimentale de la génération térahertz par photocommutation dans des composants en GaAs basse température

Hervé Eusèbe

► **To cite this version:**

Hervé Eusèbe. Etude théorique et expérimentale de la génération térahertz par photocommutation dans des composants en GaAs basse température. Matière Condensée [cond-mat]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2004. Français. NNT : . tel-00009562

HAL Id: tel-00009562

<https://theses.hal.science/tel-00009562>

Submitted on 22 Jun 2005

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.

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque

| | | | | | | | | | |
|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|
| | | | | | | | | | |
|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INPG

Spécialité : Optique et Radiofréquences

préparée au Laboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation de L'Université de Savoie
dans le cadre de l'École Doctorale **Électronique, Électrotechnique, Automatique et Traitement du Signal**
présentée et soutenue publiquement

par

Hervé EUSÈBE

le 10 décembre 2004

Étude théorique et expérimentale de la génération térahertz par photocommutation dans des composants en GaAs basse température

Directeur de thèse :

Jean-Louis COUTAZ

JURY

M. Jean-Louis COUTAZ
M. Laurent CHUSSEAU
M. Didier DECOSTER
M. Philippe BENECH
M. Jean-François LAMPIN
M. Jean-Louis OUDAR
Mme Anne VILCOT

, Directeur de thèse
, Rapporteur
, Rapporteur
, Examineur
, Examineur
, Examineur
, Examinatrice

*À Dorota,
à mes parents*

« Mais qu'est-ce que c'est, la Nature?
Cette entité, à laquelle se réfèrent les esprits rationalistes pour expliquer l'inexplicable,
ressemble beaucoup à un dieu auquel on n'ose pas dire son nom, et qu'on a amputé de toute
volonté et de tout esprit d'initiative. »

La faim du tigre, René Barjavel

Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation (LAHC) de l'Université de Savoie, dirigé à mon arrivé par Gilbert Angénieux à qui j'exprime toute ma reconnaissance pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je tiens à remercier tout particulièrement Jean-Louis Coutaz, directeur de ma thèse, pour son enthousiasme et son écoute. Il a su répondre à mes nombreuses questions, souvent naïves, en prenant le temps de tout m'expliquer depuis le début sans jamais perdre patience... Ses grandes qualités scientifiques et humaines m'ont beaucoup apporté durant ces trois années.

Je suis très reconnaissant à Frédéric Garet, co-directeur de ma thèse, pour son exceptionnel savoir expérimental qu'il a bien voulu me transmettre. Son habileté à faire pulser le laser n'a d'égale que celle dont il use le dimanche pour débîner la bête !

Je voudrais aussi exprimer ma gratitude à Jean-François Roux (Jeff) pour s'être posé autant de questions avec moi sur la « métaphysique du solide ». En alternant successivement nos périodes de doute, nous avons pu faire avancer ce travail.

Je tiens à remercier Arunas Krotkus, de l'Institut de Physique des Semiconducteurs de Vilnius, et Jean-François Lampin, de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, pour leur participation importante à ce travail et pour les différents échanges que nous avons pu avoir.

Je suis très reconnaissant à Didier Decoster, Professeur à l'Université de Lille 1, et Laurent Chusseau Directeur de Recherche au CEM2 de Montpellier, d'avoir accepté de juger ce travail en tant que rapporteurs.

Je veux aussi remercier Philippe Benech, Professeur à l'Université Joseph Fourier, Anne Vilcot, Professeur à l'INPG, et Jean-Louis Oudar, Directeur de Recherche au LPN de Marcoussis, de participer au jury de cette thèse.

J'exprime ma reconnaissance à Lionel Duvillaret, Philippe Ferrari et Jean-Marc Duchamp pour les discussions informelles sur ce travail et les discussions plus formelles sur certains sujets comme le choix d'un bon vin.

Je voudrais aussi remercier André Chosson, dis Dédé, pour les quelques discussions « profondes » que nous avons pu partager aux différents pots qui savaient si bien délier sa langue. Dédé, je dois t'avouer que c'est moi ai cassé la mèche de 2 mm ce fameux mois de janvier 2002. J'espère qu'au moment où tu liras ces lignes je ne serai pas dans le coin...

Ma reconnaissance va aussi à Ch'Gwen Gaborit, skateur devant l'éternel et fan de Lorie. Il restera dans nos mémoires comme un homme dont la connaissance des bières n'a d'égale que son habileté à coller les sondes électro-optiques. Quand à Manu Pistono, son âme de syndicaliste en fait la digne relève de Jeff. Sa passion pour la chanson française semble bien justifiée quand on l'entend parler anglais, le vendredi, lors des « English Friday » endiablés. Je pense aussi à Guillermo et Véronique qui nous font régulièrement découvrir les délices de la cuisine sino-hispano-franco-alsacienne.

Je remercie Eric Duraz qui, depuis six ans, a toujours été là dans les moments les plus difficiles, que ce soit pour m'emmener à la fac quand j'étais « l'handicapé » ou encore pour me lancer dans les buissons lors de cette fameuse soirée de fin d'année. Peut-être que si il y avait effectivement eu des buissons à cet endroit je ne me serais pas cassé une côte... Il a su, grâce à sa bonne humeur contagieuse, nous faire oublier les tracasseries quotidiennes.

Je voudrais aussi remercier les actuels, anciens ou très anciens thésards : Agnès, Anne-Laure, Siham, Benjamin, Hynek, Jérôme, Thierry, Cédric et Fabien pour les moments passés ensemble, les discussions n'ayant rien à voir avec le travail, et les nombreuses blagues partagées par courriel.

Je remercie les amis qui ont su me raccrocher à la terre ferme pendant tout ce temps. Je pense en particulier à Manue et Pascal, toujours là pour soutenir le « Fish » dans ses projets les plus farfelus, Fabienne et Céline, grandes aficionados de « Mad Dog » (sirop de framboise, vodka et tabasco pour les curieux !), et enfin chacun des motards de la bande. Que ces derniers m'excusent d'avoir manqué ces nombreuses balades et autre Bol d'Or. Faites chauffer la gomme, mon vieux FZR vous attend !!! Je pense aussi à Marie, Yanick, Elise et Pierre. J'espère bientôt partager ce même bonheur qui vous unit tous les quatre.

Enfin je voudrais remercier Dorota. Ne trouvant aucun mot dans ma langue qui soit assez fort pour te remercier, je te dis simplement : Bóg jedyńy wie jak ja kocham cie...

Sommaire

| | |
|----------------------------------------------------------------------------|-----------|
| INTRODUCTION..... | 1 |
| I. GENERATION D'IMPULSIONS ELECTRIQUES BREVES..... | 5 |
| I.1 PHOTONIQUE IMPULSIONNELLE ET MATERIAUX RAPIDES | 5 |
| I.1.1 Principes généraux sur les semi-conducteurs | 5 |
| I.1.1.1 Semi-conducteurs pour l'optoélectronique | 6 |
| I.1.1.2 Absorption optique..... | 6 |
| I.1.1.3 Transport électronique..... | 7 |
| <i>I.1.1.3.1 Mobilité.....</i> | <i>7</i> |
| <i>I.1.1.3.2 Saturation de la vitesse</i> | <i>8</i> |
| <i>I.1.1.3.3 Transport en régime non stationnaire : survitesse.....</i> | <i>8</i> |
| I.1.1.4 Conductivité d'obscurité | 8 |
| I.1.1.5 Mécanismes de recombinaison et durée de vie | 9 |
| <i>I.1.1.5.1 Transition radiative.....</i> | <i>9</i> |
| <i>I.1.1.5.2 Transition non radiative : centres de recombinaisons.....</i> | <i>9</i> |
| <i>I.1.1.5.3 Durée de vie</i> | <i>10</i> |
| I.1.1.6 Contact métal-semiconducteur | 11 |
| I.1.2 Matériaux rapides | 11 |
| I.1.2.1 Les matériaux amorphes..... | 11 |
| I.1.2.2 Les matériaux implantés et dopés | 12 |
| I.1.2.3 Les matériaux poly-cristallins | 12 |
| I.1.2.4 Les matériaux basse température | 13 |
| <i>I.1.2.4.1 Le GaAs basse température.....</i> | <i>13</i> |
| <i>I.1.2.4.2 Le GaAs basse température dopé au béryllium</i> | <i>15</i> |
| I.1.2.5 Bilan | 19 |
| I.2 IMPULSION GUIDEE - PHOTOCOMMUTATEUR | 20 |
| I.2.1 Génération d'impulsion brève à partir de matériaux lents..... | 20 |
| I.2.1.1 Dispositif d'Auston et variantes..... | 20 |
| I.2.1.2 Temps de transit | 22 |
| I.2.1.3 Illumination partielle | 22 |
| I.2.1.4 Electroabsorption | 23 |
| I.2.2 Commutateurs photoconducteurs à temps de vie ultracourt..... | 23 |
| I.2.2.1 Photocommutateurs à contact glissants..... | 24 |
| I.2.2.2 Photocommutateur Métal-Semiconducteur-Métal | 25 |
| I.2.2.3 Photodétecteur à propagation d'onde | 26 |
| I.2.2.4 Photodiode UTC..... | 26 |

| | | |
|---------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| I.3 | IMPULSION RAYONNEE | 27 |
| I.3.1 | Redressement optique | 28 |
| I.3.2 | Génération de surface | 29 |
| I.3.2.1 | Champ de surface | 29 |
| I.3.2.2 | Effet Dember | 30 |
| I.3.2.3 | Amélioration de l'efficacité de rayonnement..... | 31 |
| I.3.3 | Photocommutation – spectroscopie térahertz..... | 33 |
| I.3.3.1 | Principe de la génération et de la détection par photocommutation | 33 |
| I.3.3.2 | Génération harmonique d'ondes sub-millimétriques | 35 |
| I.4 | GENERATION ELECTRIQUE – COMPRESSION D'IMPULSION PAR UNE LIGNE DE TRANSMISSION NON LINEAIRE | 36 |
| I.5 | CONCLUSION | 38 |
| II | MESURES OPTIQUES D'IMPULSIONS ELECTRIQUES BREVES | 41 |
| II.1 | PRINCIPES GENERAUX | 41 |
| II.1.1 | Principales techniques de mesures de signaux rapides..... | 41 |
| II.1.1.1 | Échantillonnage en temps équivalent..... | 41 |
| II.1.1.2 | Technique interférométrique | 43 |
| II.1.2 | Source laser impulsionnelle | 43 |
| II.2 | DISPOSITIFS CARACTERISES | 45 |
| II.3 | MESURE DU MATERIAU SEUL : REFLECTOMETRIE TEMPORELLE..... | 47 |
| II.3.1 | Principe | 47 |
| II.3.2 | Mesure | 48 |
| II.4 | ÉCHANTILLONNAGE PHOTOCONDUCTIF | 49 |
| II.4.1 | Principe | 49 |
| II.4.2 | Mise en œuvre | 50 |
| II.4.3 | Propagation de l'impulsion | 53 |
| II.4.4 | Saturation du matériau et du circuit..... | 54 |
| II.5 | ÉCHANTILLONNAGE ELECTRO-OPTIQUE | 56 |
| II.5.1 | Principe | 56 |
| II.5.1.1 | Rappels de propagation d'ondes lumineuses en milieu linéaire biréfringent | 56 |
| II.5.1.2 | Susceptibilité et polarisation non-linéaire pour l'effet Pockels | 58 |
| II.5.2 | Application à la mesure du champ électrique | 60 |

| | | |
|-----------|--------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| II.5.3 | Mise en œuvre | 61 |
| II.5.4 | Cartographie du champ électrique | 63 |
| II.5.5 | Mesures impulsionnelles | 65 |
| II.5.6 | Propagation de l'impulsion | 66 |
| II.5.7 | Saturation du circuit et du matériau | 68 |
| II.5.8 | Caractérisation de différents photocommutateurs | 69 |
| II.5.9 | Impulsion générée par court-circuitage du ruban central | 71 |
| II.5.10 | Mesure de l'amplitude des impulsions en fonction de la tension de polarisation | 72 |
| II.6 | ÉCHANTILLONNAGE PAR EFFET FRANZ-KELDYSH | 73 |
| II.6.1 | Principe | 73 |
| II.6.2 | Mise en œuvre | 74 |
| II.6.3 | Mesures impulsionnelles | 76 |
| II.6.4 | Propagation de l'impulsion et saturation du circuit | 76 |
| II.7 | BILAN | 78 |
| II.8 | MESURES TERAHERTZ | 81 |
| II.8.1 | Génération et mesure par photocommutation | 81 |
| II.8.2 | Sensibilité de la mesure avec les antennes classiques | 84 |
| II.8.3 | Mesures bolométriques du champ rayonné | 85 |
| II.8.4 | Génération par effet Dember sous champ magnétique | 88 |
| II.9 | CONCLUSION | 91 |
| III | SIMULATION DU PHOTOCOMMUTATEUR RAPIDE | 93 |
| III.1 | MODELE DEVELOPPE | 93 |
| III.1.1 | Idée de base | 93 |
| III.1.2 | De la géométrie 3D au modèle adimensionnel | 94 |
| III.1.3 | Approximations utilisées pour le calcul de la résistance variable | 96 |
| III.1.4 | Surface éclairée et simplification de la géométrie | 96 |
| III.1.4.1 | Etude du champ électrique entre les électrodes | 99 |
| III.1.4.2 | Homogénéisation du champ électrique : théorème de Ramo | 101 |
| III.1.5 | Méthode de calcul | 103 |

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| III.1.6 Détails des calculs | 103 |
| III.1.6.1 Excitation | 103 |
| III.1.6.2 Matériau | 104 |
| III.1.6.3 Circuiterie..... | 105 |
| III.1.7 Résolution numérique du problème par FDTD | 106 |
| III.1.7.1 Principe..... | 106 |
| III.1.7.2 Mise en œuvre | 106 |
| III.2 ETUDE PARAMETRIQUE DU PHOTOCOMMUTATEUR EN REGIME IMPULSIONNEL..... | 108 |
| III.2.1 Conditions de simulations..... | 108 |
| III.2.2 Dynamique des porteurs et des courants | 109 |
| III.2.2.1 Fonctionnement quasi-linéaire | 109 |
| III.2.2.2 Saturation du matériau | 111 |
| III.2.2.3 Saturation du circuit | 113 |
| III.2.2.4 Saturation du matériau et du circuit | 114 |
| III.2.2.5 Courant pic et courant moyen généré en fonction de la puissance optique | 115 |
| III.2.3 Etude de l'influence des paramètres électriques | 117 |
| III.2.3.1 Capacité..... | 117 |
| III.2.3.2 Impédance des lignes | 121 |
| III.3 CONCLUSION | 123 |
| | |
| IV VALIDATION DU MODELE THEORIQUE..... | 125 |
| IV.1 SIMULATION D'UNE IMPULSION SEULE | 125 |
| IV.2 SATURATION DU CIRCUIT..... | 127 |
| IV.3 SATURATION DU MATERIAU | 131 |
| IV.4 MESURE POMPE-SONDE PHOTOCONDUCTIVE | 134 |
| IV.4.1 Principe | 134 |
| IV.4.2 Mise en œuvre | 135 |
| IV.4.3 Mesures | 136 |
| IV.4.4 simulation..... | 136 |
| IV.4.5 Interprétation et explication des différents phénomènes..... | 137 |
| IV.4.5.1 Impulsion seule | 138 |
| IV.4.5.2 Deuxième impulsion retardée de 50 ps | 141 |
| IV.4.5.3 Deuxième impulsion retardée de 5 ps | 143 |
| IV.4.5.4 Deuxième impulsion retardée de 0,5 ps | 146 |

| | |
|---------------------------------------------------------------|------------|
| IV.5 SIMULATION EN DEUX DIMENSIONS DU MATERIAU POLARISE | 148 |
| IV.5.1 Géométrie simulée | 148 |
| IV.5.2 Méthode de calcul | 149 |
| IV.5.3 Simulations | 150 |
| IV.6 CONCLUSION | 156 |
| | |
| CONCLUSION | 159 |
| | |
| BIBLIOGRAPHIE | 163 |
| | |
| ANNEXE : ETUDE THEORIQUE DU PHOTOMELANGE | 175 |

Introduction

Le spectre térahertz marque la frontière entre les domaines optique et micro-ondes. Un grand nombre de phénomènes physiques peuvent se manifester dans cette plage de fréquences dont les premières études ont débuté avec la célèbre expérience de transmission des ondes électromagnétiques de Hertz [Hertz88], puis se sont poursuivies à la fin du 19^{ième} siècle grâce aux travaux de Nichols [Nichols93] et surtout de J. Bose [Bose97] [Emerson97]. Cela a stimulé un grand nombre de travaux dans ce domaine, appelé alors l'infrarouge très lointain (FIR: *far infra-red*) [Houghton66], qui ont conduit à la mise au point de techniques très abouties, comme la spectroscopie à transformée de Fourier [Bell72], et à l'obtention de résultats scientifiques de premier ordre, en particulier l'étude des spectres de vibration et rotation moléculaire. Cependant, dans les années 80, l'émergence de lasers femtosecondes performants et fiables a permis de construire des expériences optoélectroniques [Auston76] [Mourou81] [Chueng86] [Fattinger88] [Smith88a] d'investigation de l'infrarouge lointain, qui sont simples, compactes et sensibles. De ce fait, les activités de recherche dans l'infrarouge lointain ont été relancées de façon spectaculaire. En particulier, ces techniques optoélectroniques permettent de réaliser des mesures dans le domaine temporel, inaccessible par des méthodes classiques. En effet, les lasers ultra brefs qui délivrent des impulsions dont la durée est de quelques dizaines de femtosecondes permettent la génération d'impulsions électriques brèves picosecondes ou sub-picoseconde, dont les composantes spectrales s'étendent au-delà du térahertz. Techniquement, le domaine spectral est atteint en réalisant une transformée de Fourier numérique des signaux temporels enregistrés, l'enregistrement d'événements aussi brefs étant possible grâce à des techniques d'échantillonnage. Cette méthode de génération cohérente a ouvert de nouvelles voies pour l'étude des phénomènes dont les fréquences se situent entre les micro-ondes et le spectre infrarouge. Ainsi, il est par exemple possible d'observer de manière détaillée les phénomènes électroniques transitoires.

Les applications des impulsions électriques brèves sont nombreuses et on peut citer en premier lieu les études purement physiques comme la caractérisation de la dynamique électronique dans les matériaux [Leitenstorfer00] [Knoesel01] [Son94]. Le rayonnement de ces impulsions dans l'espace libre à l'aide d'antennes conduit à de nouveaux moyens expérimentaux de caractérisation comme la spectroscopie térahertz résolue en temps [Garet97]. Ce type de spectroscopie a connu un développement important au cours des 15 dernières années, car la bande de fréquence térahertz forme une région très intéressante du spectre électromagnétique pour plusieurs raisons, notamment l'excitation de phonons dans les cristaux, de résonances moléculaires dans les gaz, de niveaux énergétiques intra-bande dans les puits quantiques, de résonance plasma des porteurs libres, etc. Ces phénomènes physiques expliquent la sensibilité du rayonnement térahertz aux substances polaires, telles que l'eau, et son insensibilité aux substances non polaires, rendant la poussière, le plastique, et même les vêtements presque transparents. C'est pourquoi des travaux importants sont menés pour fabriquer des capteurs et dispositifs utilisant les ondes THz [Mittleman03], en vue

d'applications comme la caractérisation de matériaux, la détection de molécules (les polluants atmosphériques par exemple) et l'imagerie térahertz [Hu95] [Mittleman99] [Mickan00]. L'imagerie dans cette gamme de fréquence laisse présumer des applications particulièrement prometteuses par exemple dans la sécurité, ou le domaine médical (détection de caries non apparentes sous l'émail [Arnone99]...). Dans ce dernier secteur, on peut noter les travaux récents de l'équipe de Pickwell qui envisage la détection de tissus cancéreux *in vivo*. En effectuant des mesures en réflexion sur la peau, on a pu distinguer les différentes teneurs en eau de la peau des sujets. En exploitant la réponse différente entre les régions saines et malades, qui ont une teneur en eau différente, il devient donc possible de détecter aisément les régions cancéreuses [Pickwell04]. Enfin, les applications de communication, très prospectives pour l'instant, visent à assurer le lien avec l'abonné au niveau de la boucle locale en offrant à la fois un très haut débit d'information et une bonne isolation des différentes boucles locales entre elles grâce à la forte absorption de l'atmosphère dans la gamme de fréquences envisagée (plusieurs centaines de GHz) [Mann01].

Il est difficile de parler des impulsions électriques sub-picosecondes, et de leur spectre fréquentiel associé, sans mentionner les techniques en régime harmonique aux longueurs d'ondes sub-millimétriques. En effet, comme nous l'avons déjà cité auparavant, une caractéristique majeure des impulsions sub-picosecondes est leur spectre large bande pouvant s'étendre jusqu'à plusieurs térahertz. La technique, aujourd'hui classique, de spectroscopie térahertz résolue temporellement met en jeu une impulsion optique séparée en deux pour réaliser l'émission et la détection par échantillonnage. Ce type de méthode ne permet pas de réaliser la détection hétérodyne d'un signal émis par une source lointaine pour des applications en radioastronomie par exemple. De plus, l'analyse harmonique présente une meilleure résolution spectrale et une meilleure dynamique que l'analyse temporelle. Grâce à la disponibilité de composants optoélectroniques dont la bande passante dépasse le térahertz, on a pu envisager la génération et la détection d'ondes micrométriques monochromatiques. Pour cela, il est nécessaire d'éclairer le détecteur avec deux ondes optiques continues dont la différence de longueur d'onde correspond à la fréquence désirée [Peytavit02]. Cet axe de recherche est fortement motivé par la disponibilité de sources optiques à semiconducteur accordables peu coûteuses et très compactes [Riemenschneider03] laissant espérer la production d'un système complet de génération et/ou de détection térahertz accessible à tous. Une autre façon de procéder est de multiplier la fréquence générée par des composants électroniques, comme des diodes Gunn ou des diodes HBV (Heterostructure Barrier Varactor) [Kollberg89], dans des composants non linéaires. Bien que chaque multiplication de fréquence fasse perdre pratiquement un ordre de grandeur en puissance [Eisele00], et qu'il faille changer de dispositifs pour balayer différentes parties du spectre THz, cette technologie est assez développée et des appareils sont commercialisés [ABmm]. Malheureusement, ces appareils ne permettent pratiquement pas d'atteindre des fréquences supérieures au THz. Une autre technique prometteuse est liée au développement de lasers à effet de cascade quantique, dans lesquels les charges passent par effet tunnel d'un niveau intra-bande non excité d'un puits quantique au niveau excité du puits voisin. La désexcitation stimulée du niveau excité vers un niveau plus bas permet un effet laser dans le domaine THz. Actuellement, ces lasers

produisent des faisceaux dont les longueurs d'onde couvrent le moyen infrarouge jusqu'à environ 2,4 THz [Tredicucci04]. Cependant, les puissances rayonnées sont encore faibles, de l'ordre du milliwatt, et ces lasers ne fonctionnent qu'à très basses températures. Un gros travail de développement reste nécessaire pour les rendre plus efficaces et pratiques.

Bien qu'étant une voie explorée depuis peu de temps, les industriels s'impliquent déjà fortement dans le domaine de l'optoélectronique THz, prouvant ainsi son intérêt pratique. On peut citer la société américaine Picometrix qui commercialise un banc de mesures térahertz destiné aux laboratoires et la société anglaise Teraview qui propose une gamme de bancs de spectroscopie térahertz autonome dont les dimensions sont comparables à celles d'une photocopieuse ! Nikon propose à la fois un système d'imagerie térahertz permettant, grâce à une caméra CCD, de visualiser une impulsion brève dans le domaine spatial et temporel, et un appareil de contrôle du dopage de wafers semi-conducteurs. Ces systèmes utilisent tous la technique de génération par photocommutation décrite plus loin.

Les techniques de générations et de mesures d'impulsions sub-picosecondes mettent en jeu différents phénomènes physiques aux temps de relaxation très courts (photocommutation dans des dispositifs à semi-conducteurs ou à supraconducteurs [Hangyo96], excitation d'états de surface dans les semi-conducteurs [Zhang92a], excitation d'ondes plasma dans des structures confinées [Knap04], redressement optique [Hu90] [Rice 94a] et effet électro-optique [Valdmanis89] dans les cristaux...). Nous nous intéresserons dans ce travail à la génération par photocommutation. Si un effort intense est porté par de multiples groupes sur la recherche d'un matériau très efficace (faible temps de vie et forte mobilité des porteurs), l'aspect hyperfréquence du photocommutateur est bien souvent négligé. Une analyse électromagnétique complète a déjà été réalisée [Ariaudo96] [El-Ghazaly90] mais son développement se révèle très complexe et la puissance de calcul nécessaire ne permet pas de faire une étude paramétrique exhaustive. Il nous a donc semblé utile de développer un modèle du photocommutateur prenant en compte les aspects matériau et hyperfréquence. La validité de ce modèle sera vérifiée grâce aux comparaisons de la théorie par rapport aux mesures effectuées par différentes méthodes (échantillonnage photo-conductif, électro-optique et photo-absorption).

Le premier chapitre de ce mémoire dresse un état de l'art des matériaux, techniques et dispositifs permettant de générer des impulsions électriques brèves. Nous commencerons par détailler les principaux éléments de la physique des semiconducteurs rapides avant de décrire les techniques optoélectroniques de génération d'impulsions guidées et rayonnées.

Le deuxième chapitre expose les différentes techniques de mesures d'impulsions brèves guidées que nous avons pu mettre en œuvre lors de ce travail. Une comparaison entre les principales méthodes de mesure d'impulsions guidées sera effectuée. Ensuite, nous montrerons des résultats de mesure par photoconduction d'impulsions rayonnées par un photocommutateur ou par effet Dember.

Le troisième chapitre décrit la modélisation numérique simple d'un photocommutateur prenant en compte le matériau et l'aspect hyperfréquence du circuit dans lequel il est inséré. Une brève étude paramétrique nous permettra de mieux appréhender l'effet des différents paramètres « matériau » et « circuit » sur les caractéristiques du signal généré et en particulier l'importance de l'impédance du circuit.

Le dernier chapitre confirmera la validité du modèle au travers plusieurs comparaisons entre la théorie et la mesure. En particulier, nous nous attarderons sur une expérience originale de type pompe-sonde photoconductive permettant d'observer de manière précise le temps de relaxation du dispositif. Enfin on abordera une modélisation en deux dimension d'un semiconducteur soumis à un champ électrique et illuminé par une impulsion optique brève. On pourra ainsi observer le phénomène d'écrantage dû à la séparation des porteurs positifs et négatifs.

I. Génération d'impulsions électriques brèves

L'utilisation des techniques optoélectroniques permet de repousser les limites temporelles des impulsions électriques générées grâce au temps de relaxation extrêmement court de différents phénomènes optiques dans les matériaux. Ce premier chapitre dresse un état de l'art des matériaux, techniques et dispositifs permettant de générer des impulsions électriques brèves par voie optique. Je commencerai par détailler les principaux éléments de la physique des semi-conducteurs concernant la photo-génération d'impulsions brèves avant de décrire les techniques optoélectroniques de génération d'impulsions électriques guidées et rayonnées. Ensuite, je décrirai rapidement une technique de génération d'onde THz monochromatique par photo-mélange, cette méthode faisant intervenir les mêmes notions que celles décrites précédemment. Finalement, j'aborderai brièvement une technique de génération d'impulsion brève par voie purement électrique.

I.1 Photonique impulsionnelle et matériaux rapides

Depuis l'avènement de lasers à modes bloqués fiables et performants à la fin des années 80, l'optoélectronique rapide s'est développée grâce aux attraits que fournissaient de telles sources. La possibilité d'utiliser les mécanismes de photoconduction et d'étudier la réponse d'un semi-conducteur à un éclairage impulsionnel a ouvert de nombreuses voies en physique expérimentale. En effet les lasers impulsionnels permettent non seulement de générer des impulsions optiques brèves (d'une durée inférieure à cinq femtosecondes aujourd'hui) mais aussi d'atteindre des densités de puissance instantanée extrêmement élevées tout en limitant les effets thermiques liés à l'énergie. Il est aujourd'hui possible d'étudier commodément des effets non stationnaires dans les semi-conducteurs ainsi que des phénomènes non linéaires. David Auston fut le premier à utiliser la photoconduction en 1975 [Auston75] pour générer une impulsion électrique brève sur une ligne micro-onde. Le matériau utilisé à l'époque (du silicium à haute résistivité) était relativement lent (la durée de vie des porteurs est de plusieurs centaines de ps), mais la technique mise en œuvre a néanmoins permis de générer une impulsion de 25 ps. Depuis, le développement des semi-conducteurs rapides permet de générer des impulsions inférieures à une picoseconde à l'aide de dispositifs relativement simples.

Avant de décrire les dispositifs de génération d'impulsions électriques ultra-brèves, je vais aborder sommairement les phénomènes fondamentaux et les matériaux mis en jeu.

I.1.1 Principes généraux sur les semi-conducteurs

La photo-génération d'impulsions électriques repose principalement sur le mécanisme photoélectrique et sur les propriétés électroniques des semi-conducteurs. Depuis le début des

années 1980, les matériaux photoconducteurs rapides sont intensément étudiés, l'objectif étant de diminuer le temps de réponse tout en améliorant la sensibilité des détecteurs. Ceci est une performance difficile à accomplir car la réduction du temps de vie des porteurs se réalise en diminuant le temps de collision des électrons, donc en diminuant leur mobilité. Ce paragraphe décrit les phénomènes principaux pouvant survenir lors de la photo-génération d'impulsions électriques rapides.

I.1.1.1 Semi-conducteurs pour l'optoélectronique

Il existe deux familles de semi-conducteurs intéressants pour les applications optoélectroniques : les composés III-V et II-VI à bande directe, et les composés IV à bande indirecte. Dans un semi-conducteur à gap direct (GaAs par exemple) le maximum de la bande de valence correspond au minimum de la bande de conduction. Dans ce cas, l'absorption d'un photon d'énergie $h\nu$ supérieure à l'énergie E_g du gap génère un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence (figure I.1). Dans un matériau à gap indirect (Si par exemple), ce processus s'accompagne de la génération d'un phonon pour préserver la conservation du vecteur d'onde. Ce processus à trois particules étant moins probable, l'absorption optique dans ce type de matériau est moins efficace et le spectre d'absorption est moins abrupt au voisinage de l'énergie de la bande interdite.

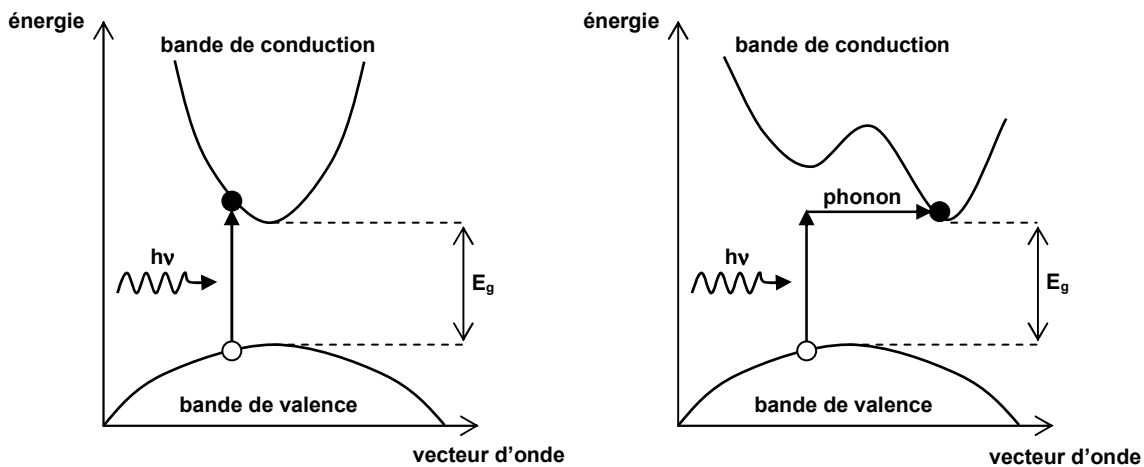


figure I.1 : processus d'absorption dans un semi-conducteur à gap direct et à gap indirect.

I.1.1.2 Absorption optique

L'absorption optique dépend de l'accord entre la bande interdite du semi-conducteur et la longueur d'onde du photon considéré. Si l'énergie $h\nu$ du photon incident est suffisamment grande, alors les électrons ont assez d'énergie pour franchir la bande interdite E_g et passer dans la bande de conduction. La transition se fait avec conservation du vecteur d'onde dans un matériau à gap direct. Dans ce cas, l'évolution de l'absorption inter-bande suit une loi de la forme $(h\nu - E_g)^{1/2}$. Le front d'absorption en fonction de l'énergie du photon est très raide dans ce type de matériau. Pour les matériaux à gap indirect, il n'y a pas conservation du vecteur d'onde puisque l'absorption se fait par l'intermédiaire d'un phonon. La probabilité de

transition est alors plus faible et suit une loi quadratique de la forme $(h\nu - E_g)^2$. Le front d'absorption est moins abrupt que pour les matériaux à gap direct. Dès que des électrons et des trous sont générés, ils sont libres de se mouvoir et, si on soumet le semi-conducteur à un champ électrique, il apparaît un courant dû au déplacement de ces charges.

I.1.1.3 Transport électronique

I.1.1.3.1 *Mobilité*

En l'absence de champ électrique, les porteurs libres se déplacent aléatoirement avec un mouvement brownien. La vitesse moyenne qui en résulte est nulle. La vitesse de déplacement entre deux collisions est la vitesse thermique qui est définie à partir de la température du matériau :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m^*}} \quad (I.1)$$

avec m^* la masse effective des électrons ou des trous.

Lorsqu'on applique un champ électrique, les porteurs sont accélérés et voient leur énergie augmenter, c'est-à-dire qu'ils montent dans la bande de conduction. Cependant les collisions qu'ils subissent peuvent à la fois leur faire perdre de l'énergie et modifier la direction de leur vitesse, ce qui globalement ralentit leur mouvement. Le régime de transport stationnaire est atteint quand il y a équilibre entre l'accélération communiquée par le champ électrique et le ralentissement sous l'effet des collisions. La vitesse moyenne a alors une composante non nulle dans la direction du champ électrique; c'est la vitesse de dérive. La mobilité mesure l'aptitude des porteurs à se déplacer sous l'influence du champ électrique. Elle s'écrit :

$$\mu = \frac{q\tau}{m^*} \quad (I.2)$$

avec μ la mobilité en $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ et τ le temps entre deux collisions.

L'introduction de défauts dans le matériau entraîne une augmentation de la probabilité de chocs pour les porteurs, donc une diminution de τ . La mobilité est inversement proportionnelle à la densité de défauts N_d [Laugier81] lorsque cette dernière reste faible:

$$\mu \approx \frac{m^{*-1/2} T^{3/2}}{N_d} \quad (I.3)$$

Lorsque plusieurs mécanismes interviennent indépendamment, la mobilité totale se calcule à partir de la somme des inverses des mobilités :

$$\mu^{-1} = \sum_i \mu_i^{-1} \quad (I.4)$$

I.1.1.3.2 Saturation de la vitesse

Sous fort champ électrique, les électrons acquièrent suffisamment d'énergie pour passer dans une vallée latérale dans les matériaux comme le GaAs. L'augmentation importante de la masse effective des électrons dans les vallées latérales entraîne une diminution de la mobilité et une saturation de la vitesse des électrons. Dans ces matériaux, sous fort champ électrique, la vitesse des électrons ne croît donc plus linéairement avec le champ mais reste constante. La mobilité s'écrit alors :

$$\mu(E) = \frac{\mu_e}{1 + \frac{\mu_e E}{v_{sat}}} \quad (I.5)$$

où E est le champ électrique appliqué, μ_e la mobilité sous champ faible et v_{sat} la vitesse de saturation. Le champ correspondant au maximum de vitesse est appelé champ critique et vaut environ 4 kV/cm dans le GaAs [Chavel].

I.1.1.3.3 Transport en régime non stationnaire : survitesse

Le régime de transport stationnaire n'est atteint que lorsque les électrons ont subi un nombre suffisant d'interactions, c'est-à-dire lorsque la distance parcourue est grande devant le libre parcours moyen. Dans les matériaux rapides ou les structures submicroniques, il faut prendre en compte les effets transitoires qui existent lorsque les électrons sont accélérés. En effet, aux premiers instants, peu d'interactions ont encore eu lieu alors que l'accélération dans le champ est effective. Il en résulte que les vitesses électroniques peuvent transitoirement être différentes des vitesses en transport stationnaire. La courte période avant toute collision correspond au régime de transport balistique.

Le phénomène de transport balistique a été étudié par des simulations numériques particulières de type Monte-Carlo, dans lesquelles le mouvement des particules est calculé en fonction du champ appliqué. Dans les composés III-V, l'échelle de temps sur laquelle il se produit est la picoseconde. Les vitesses maximales obtenues peuvent théoriquement atteindre 6 à 8 fois la valeur de la vitesse stationnaire [Chavel]. Il a été démontré théoriquement que dans des matériaux comme le GaAs BT la vitesse moyenne effective peut être améliorée aux temps courts grâce à ce phénomène [Reklaitis99]. On peut noter que dans le cas où le temps de vie ou de transit d'un électron est du même ordre que son temps de collision moyen la notion de mobilité peut être équivoque.

I.1.1.4 Conductivité d'obscurité

A l'équilibre thermodynamique, des électrons sont excités par l'énergie thermique suivant la statistique de Boltzmann. Le nombre de porteurs dans la bande de conduction et dans la bande valence dépend de la largeur de la bande interdite, du nombre et de la position des niveaux associés aux défauts et de la température ambiante. A l'équilibre thermodynamique, le nombre de porteurs libres est :

$$N_0 / P_0 = N_c / N_v \exp^{\frac{\Delta E}{kT}} \quad (\text{I.6})$$

avec N_0 et P_0 la densité d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence, ΔE l'écart d'énergie entre les deux niveaux considérés et enfin, N_c et N_v les densités d'états libres dans la bande de conduction et dans la bande de valence. Dans les matériaux à grand gap la probabilité d'absorption bande à bande est très faible et le courant d'obscurité est principalement dû à des niveaux superficiels.

I.1.1.5 Mécanismes de recombinaison et durée de vie

I.1.1.5.1 *Transition radiative*

La transition radiative est le phénomène inverse de l'absorption : il s'agit de l'émission d'un photon lors de la désexcitation spontanée d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence. La transition radiative est prépondérante dans les matériaux intrinsèques. Ce phénomène est minoritaire dans les matériaux rapides mais est cependant utilisé pour les mesures de photoluminescence résolues en temps.

I.1.1.5.2 *Transition non radiative : centres de recombinaisons*

Les matériaux intrinsèques ne sont pas parfaitement purs et contiennent d'autres éléments (dislocations, lacunes, impuretés chimiques, interactions avec la surface) qui créent des défauts, et des niveaux d'énergie dans la bande interdite du semiconducteur. Les électrons excités peuvent alors perdre de l'énergie de manière non radiative par transfert avec les phonons du réseau cristallin, via les niveaux intermédiaires. Pour qu'un électron soit piégé dans un niveau profond il lui faut donc des échanges d'énergie avec plusieurs phonons puisque l'énergie d'un phonon est généralement très inférieure au gap des semiconducteurs [Haelterman]. On peut alors voir un défaut localisé comme un continuum d'états (figure I.2). Les électrons et les trous qui sont à l'intérieur d'une longueur de diffusion \mathcal{L} du défaut de rayon r vont être attirés par ce piège où ils vont être recombinaisonnés non radiativement par l'intermédiaire du continuum d'état. Lors de la formation d'agrégats micrométriques d'impuretés, ceux-ci viennent vider leur zone périphérique des défauts qu'elle contenait : cette zone devient donc intrinsèque. On observe alors une augmentation de transitions radiatives dans cette zone par rapport à celle de l'agrégat [Pankove] puisqu'elle est quasi-intrinsèque.

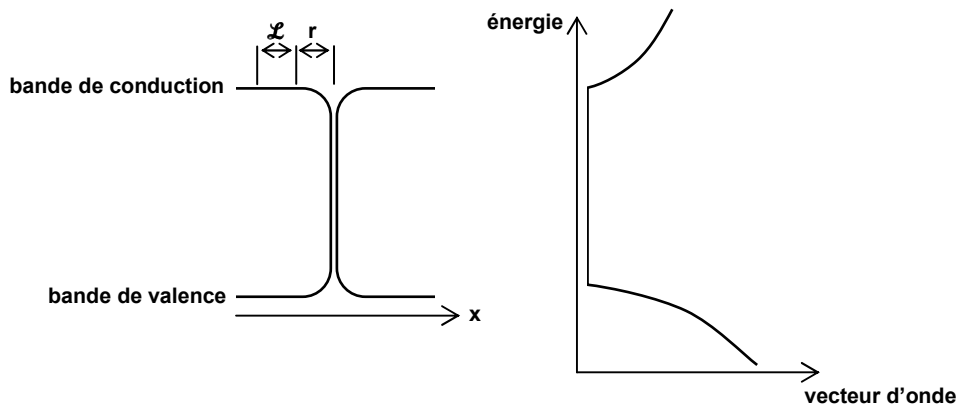


figure I.2 : modèle d'un défaut générant un continuum d'état

Un défaut microscopique peut induire une déformation de la structure de bande, comme représenté sur la figure I.3. Les déformations (a) et (b) peuvent être dues à des charges piégées et la déformation (c) peut être due à une contrainte locale. Dans ces cas, la déformation génère une barrière de hauteur E^* autour du centre de recombinaison. Seuls les porteurs chauds ont une énergie suffisante pour passer cette barrière ($kT_e > E^*$, avec T_e la température de l'électron chaud) et se recombiner. En augmentant la température, on augmente donc l'efficacité de transition non radiative.

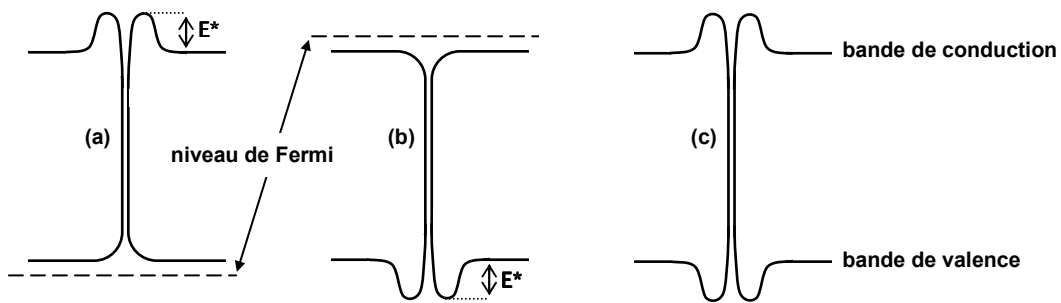


figure I.3 : centres de recombinaison entourés d'une barrière

1.1.1.5.3 Durée de vie

Le temps de recombinaison dans un semiconducteur intrinsèque à gap direct est principalement déterminé par les recombinaisons radiatives et peut varier entre 100 ps et plusieurs microsecondes. On incorpore des défauts dans ces matériaux afin de produire des recombinaisons non radiatives et de réduire le temps de vie des porteurs puisque ces défauts agissent comme des centres de recombinaison rapides. Le temps de vie par piégeage τ_t des porteurs dans un matériau dépend de la probabilité qu'un électron transite dans la zone proche d'un défaut (modèle de Schokley-Read-Hall):

$$\tau_t = \frac{1}{N_t \sigma \langle v \rangle} \tag{I.7}$$

Avec N_t la densité de défauts, σ la section efficace de capture et $\langle v \rangle$ la vitesse moyenne des porteurs (à température ambiante, on prend la vitesse thermique à l'équilibre puisque celle-ci est très supérieure à la vitesse de dérive). La section efficace de capture peut prendre des valeurs de $6 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ pour les électrons et 10^{-16} cm^2 pour les trous dans du GaAs BT [Stellmacher00].

I.1.1.6 Contact métal-semiconducteur

Le choix de la métallisation joue un rôle prépondérant sur la réponse des photocommutateurs car, en fonction de la technologie développée, on peut obtenir des contacts ohmiques ou Schottky entre le semi-conducteur et le métal [Ueng01] [Winnerl03]. Si un contact ohmique permet d'obtenir des signaux électriques de forte amplitude, un contact Schottky permet d'avoir une grande résistance d'obscurité [Kuchta90]. Le choix du type de contact dépend des paramètres expérimentaux tels que le dessin du dispositif ou la tension appliquée. Par exemple, un contact Schottky sur une antenne térahertz dipolaire en réception est rédhibitoire. En effet, le champ incident n'est pas assez intense pour que les électrons acquièrent une énergie leur permettant de dépasser la barrière Schottky et donc de générer un courant lors de l'éclairement de celle-ci. De plus, la non linéarité induite peut rendre l'interprétation des mesures plus délicate. En revanche sur une antenne en émission, la tension de polarisation peut largement dépasser le seuil de conduction et un fort contraste de résistance hors et sous éclairage permet de générer une impulsion de forte amplitude. En effet, l'amplitude de l'impulsion rayonnée étant proportionnelle à la dérivée du courant dans le photocommutateur, un plus faible courant d'obscurité entraîne une dérivée plus grande. La non linéarité en émission n'a aucune importance dans les expériences de spectroscopie térahertz car l'émetteur est toujours polarisé avec une tension constante.

I.1.2 **Matériaux rapides**

Les techniques de fabrication des matériaux rapides, ou matériaux à temps de vie ultracourt, sont variées. Le principal objectif lors de la fabrication est de diminuer le libre parcours moyen des porteurs tout en leur gardant une bonne mobilité, ou en d'autres termes, avoir une impulsion la plus brève possible tout en gardant une bonne sensibilité. Le choix d'un matériau et d'une technique de fabrication se fait principalement en fonction de la longueur d'onde choisie et de la maîtrise des différents paramètres électriques. Les matériaux rapides (en particulier le GaAs BT comme nous le verrons plus loin) fonctionnant à 800 nm sont actuellement très étudiés car ils sont bien adaptés aux lasers saphir:titane et ils présentent les qualités requises pour la photocommutation, mais la volonté de travailler dans les longueurs d'onde des télécommunications conduit à développer des matériaux quaternaires dans la gamme 1,3 μm à 1,5 μm .

I.1.2.1 Les matériaux amorphes

Ils ont été les premiers à être utilisés comme matériaux rapides. Leur structure cristalline est désordonnée [Auston80] [Kuhl84] et induit de nombreuses dislocations. Le

processus d'amorphisation entraîne une diminution du libre parcours moyen de l'électron qui se traduit par une baisse significative de la mobilité. La bande interdite est quasiment absente au profit d'un continuum de niveaux. Ce photoconducteur est facile à déposer sur de nombreux substrats car le désaccord cristallin est un paramètre recherché pour désordonner le matériau et obtenir des durées de vie encore plus courtes. L'impossibilité de contrôler précisément la durée de vie a contribué à l'abandon de ce type de photoconducteur au profit de matériaux implantés ou dopés.

I.1.2.2 Les matériaux implantés et dopés

Cette méthode, développée pour réduire la durée de vie des matériaux photoconducteurs, consiste à introduire des défauts dans le semi-conducteur. Les défauts ionisés agissent alors comme des pièges ou des centres de recombinaison. Ils créent un niveau supplémentaire dans la bande interdite. Afin de maintenir une résistivité hors éclairage élevée, la création de défauts profonds est préférée (par rapport aux défauts superficiels). Il est possible de bombarder les matériaux avec des particules de haute énergie comme des protons pour GaAs [Lambsdorff81] et InP [Downey84], ou des ions O^+ pour Si [Smith81] [Eisenstadt84]. Ce type de défauts crée des pièges peu profonds. L'irradiation entraîne des inclusions des atomes implantés ce qui conduit à une dégradation de la structure cristalline du matériau. Cette méthode a l'avantage d'être parfaitement contrôlable puisque la densité de défauts dépend de l'élément implanté, de l'énergie d'implantation et du nombre de particules implantées.

Le matériau le plus connu reste le silicium déposé sur un substrat de saphir et implanté avec des ions oxygène avec une énergie de 100 et 200 keV. Ce matériau est connu sous l'abréviation RD SOS (Radiation Damaged Silicium On Saphir) [Doany87]. Avec les doses d'implantation les plus faibles, il est possible d'établir une dépendance linéaire entre la dose implantée et la durée de vie (équation (I.7), avec la densité de défauts égale à la densité de particules implantées). Les matériaux IV, à bande indirecte, présentent une absorption plus faible que les matériaux à bande directe. Or l'implantation ne permet pas de créer des défauts sur une épaisseur très grande, inférieure généralement à la profondeur de pénétration de l'onde optique de pompe, c'est pourquoi il apparaît une traîne dans les impulsions générées par des photoconducteurs implantés. Il s'agit de l'excitation des porteurs présents dans la zone intrinsèque en dessous de la zone implantée [Lambsdorff81]. Cependant, cette technique permet de localiser la zone implantée afin de pouvoir irradier une partie d'un circuit existant et de fabriquer un commutateur rapide localisé [Hammond84].

I.1.2.3 Les matériaux poly-cristallins

Pendant la croissance de la couche par une méthode de Dépôt en phase Vapeur Chimique OrganoMétallique (OMCVD), il est possible de modifier l'orientation de la croissance du réseau cristallin. Ces matériaux sont généralement représentés comme la juxtaposition de grains cristallins séparés par des barrières qui sont des impuretés. Le matériau entre les grains est amorphe. A. M. Johnson a mis en évidence une corrélation, pour

le CdTe poly-cristallin, entre la taille des grains et la durée de vie du matériau [Johnson95]. Plus la température de croissance est faible, plus la taille des grains est petite. D'autre part, lorsque la taille des grains diminue, la durée de vie du matériau décroît ainsi que la mobilité. Nuss a employé une méthode OMCVD pour déposer le CdTe [Nuss89]. Il souligne la flexibilité des matériaux poly-cristallins qui, en raison de leur structure partiellement cristalline, n'ont pas besoin d'un bon accord de maille avec le substrat pour croître. D'autre part, la diminution de la taille des grains associée à une augmentation du nombre d'interfaces permet d'accroître la résistivité d'obscurité [Shu90]. Pour les matériaux poly-cristallins, il est ainsi possible de décorrélérer le couple durée de vie-mobilité de la résistivité d'obscurité.

I.1.2.4 Les matériaux basse température

A la fin des années 1980 le GaAs Basse température (GaAs BT) a été détourné de son application première pour en faire un matériau photoconducteur rapide. Je vais décrire plus précisément ses propriétés et ses différents mécanismes puisqu'il est au centre de mon travail.

I.1.2.4.1 Le GaAs basse température

Le développement des circuits à transistors MESFET sur GaAs a nécessité de disposer de matériaux semi-isolants afin d'isoler électriquement les composants entre eux et d'augmenter la tension de claquage des transistors [Chen89]. A partir des années 70, il était possible d'obtenir des substrats semi-isolants par dopage au chrome. A la fin des années 80, les substrats d'épitaxie ont été remplacés par des substrats semi-isolants intrinsèques (méthode Czochralski). En effet, dans le GaAs intrinsèque, les impuretés résiduelles génèrent un niveau accepteur proche de la bande de valence. La température ambiante est suffisante pour que des électrons passent de la bande de valence au niveau accepteur. Dès lors il peut se créer un courant de type p dans la bande de valence même hors éclaircissement (courant d'obscurité, figure I.4).

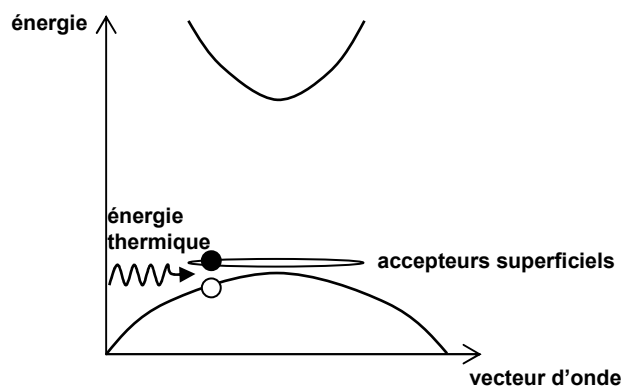


figure I.4 : génération d'un courant d'obscurité à température ambiante par les accepteurs superficiels

Le caractère semi-isolant du matériau Czochralski est probablement dû à la compensation des accepteurs résiduels superficiels par une forte concentration de donneurs

profonds (figure I.5). Dès lors, à température ambiante, les trous laissés libres par l'excitation d'un électron vers le niveau accepteur sont immédiatement appairés avec un électron cédé par ce même niveau. Le matériau est donc parfaitement isolant à température ambiante.

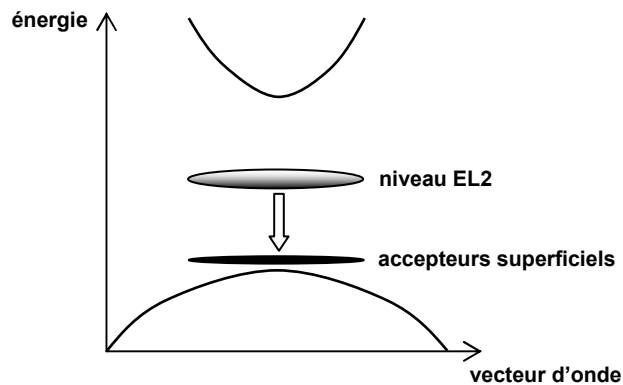


figure I.5 : compensation des accepteurs superficiels par des donneurs profonds

Dans le cas des matériaux Czochralski intrinsèques, le donneur profond est un défaut natif (EL2) correspondant à l'antisite d'arsenic (As_{Ga} , figure I.6). Sa concentration (10^{14} à 10^{16} cm^{-3}) est suffisante pour obtenir des résistivités de 10^6 à $10^8 \Omega \cdot \text{cm}$ mais l'inhomogénéité des propriétés électriques du substrat (due à l'inhomogénéité de la distribution des défauts EL2 et à la présence de dislocations) a entraîné la recherche de solutions épitaxiales présentant des caractéristiques plus contrôlables.

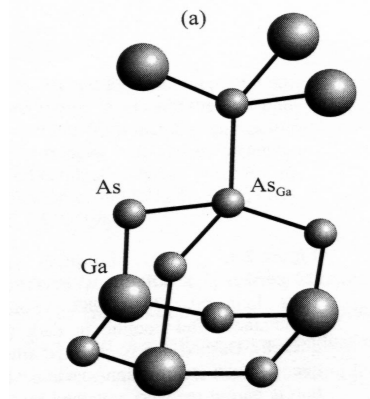


figure I.6 : antisite d'arsenic dans du GaAs

C'est en 1988 que Smith et ses collègues [Smith88b] ont découvert qu'en réduisant la température atteinte par le substrat lors de la croissance par EJM (Épitaxie par Jet Moléculaire) du GaAs, le matériau obtenu, une fois recuit, était semi-isolant. Un important travail de recherche a été mené dans de nombreux laboratoires afin de mieux comprendre les propriétés de ce matériau, le GaAs Basse Température (GaAs BT). Les premières études ont montré une forte influence de la température de croissance (généralement entre 200 et 300°C au lieu de 600°C) et des conditions de recuit thermique (typiquement entre 400 et 800°C) sur

les propriétés électriques [Look90]. Il a été établi que, durant la croissance, l'arsenic incorporé en excès (jusqu'à 1%, [Kaminska89a]) induit une forte densité de défauts ponctuels [Kaminska89b] : atomes en site substitutionnel (As_{Ga}), en site interstitiel (As_i), lacunes de gallium (V_{Ga}) et probablement complexes As_i-As_{Ga} [Landman97]. Quand le GaAs BT est recuit, les antisites d'arsenic migrent via les lacunes de gallium et des précipités se forment [Melloch90]. La taille des précipités varie avec la température de recuit [Liliental-Weber95]. Ainsi pour un recuit de 20 secondes entre 580 °C et 950 °C, la taille des précipités varie entre 7 nm et 35 nm.

Le caractère semi-isolant du GaAs BT est généralement attribué aux défauts ponctuels liés au GaAs qui, comme dans le matériau Czochralski, présente un niveau donneur profond As_{Ga} (niveau EL2) qui vient compenser naturellement le niveau accepteur superficiel V_{Ga} . Dans ce matériau, la densité d'antisites neutres $[As_{Ga}]^0$ est de l'ordre de 10^{20} cm^{-3} et celle d'antisites ionisés $[As_{Ga}]^+$ est d'environ $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [Witt93]. On peut cependant noter que Warren *et al.* [Warren90] ont proposé un modèle alternatif pour expliquer les propriétés électriques du matériau. Selon leur modèle, le caractère semi isolant du GaAs BT est dû au recouvrement des zones de déplétion qui se créent autour des précipités d'arsenic.

Outre les propriétés purement électriques de ce matériau, le GaAs BT possède des caractéristiques extrêmement attractives pour une utilisation en optoélectronique rapide. En effet, le niveau profond constitue un centre de recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) et la grande concentration de défauts conduit à un temps de vie non radiatif des électrons de l'ordre de la picoseconde [Viturro92] [Gupta91]. Enfin, la mobilité des photoélectrons reste très bonne ($130\text{-}150 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) malgré la grande quantité de défauts [Gupta92]. L'ensemble de ces propriétés (temps de vie ultracourt, faible résistivité sous éclairage, grande résistivité d'obscurité) fait du GaAs BT un matériau pratiquement idéal pour photocommutateurs ultrarapide.

1.1.2.4.2 Le GaAs basse température dopé au béryllium

Dans le GaAs BT, le rapport de compensation idéal est d'environ trois antisites d'arsenic pour une lacune de gallium [Lysberg98]. En effet, un antisite d'arsenic induit un électron en excès alors qu'une lacune de gallium est un triple accepteur [Zhang91]. Cependant, la densité de lacunes est bien inférieure à la densité d'antisites dans le GaAs BT, et seulement quelques pour cent du nombre total d'antisites sont ionisés et participent au processus de recombinaison, le reste étant inactif [Krotkus99]. En dopant le matériau avec des accepteurs, on peut ioniser et activer les antisites neutres (figure I.7) et ainsi diminuer encore le temps de vie des électrons puisqu'il est inversement proportionnel à la densité de pièges (équation (I.7)).

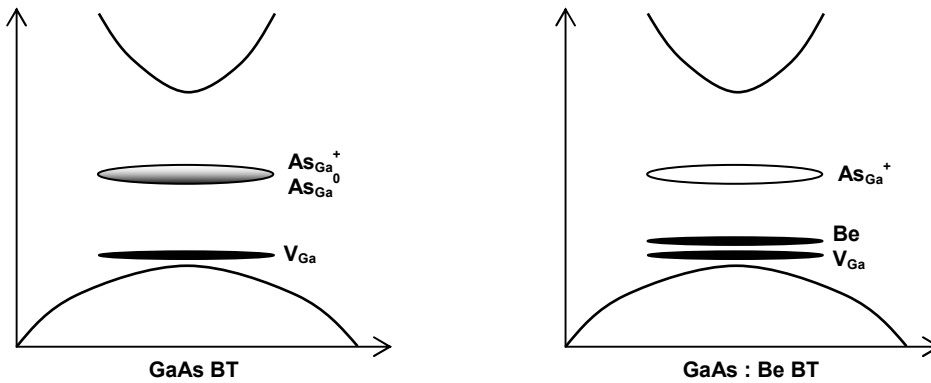


figure I.7 : activation des antisites d'arsenic par des accepteurs (béryllium)

Le béryllium est un accepteur idéal dans ce cas puisqu'il s'incorpore très bien dans le GaAs pendant la croissance par EJM. On peut cependant noter que le rôle exact du béryllium n'est pas encore bien compris et certains groupes affirment qu'il est, entre autres, directement responsable de la suppression des lacunes de gallium [Bliss92] [Laine99] et donc d'une diminution des antisites ionisés. Ce sujet reste encore à discussion [Gebauer01]. Les mesures des temps de vie dans le GaAs : Be BT ont été réalisées pour la première fois par Specht *et al.* [Specht97] qui ont observé une diminution du temps de vie des électrons après avoir dopé le matériau. Cette mesure est confirmée par [Krotkus99] qui a mesuré des temps de vie inférieurs au GaAs BT pour des concentrations élevées de béryllium. La figure I.8 représente la dépendance du temps de vie, mesurée par photoluminescence, en fonction de la concentration de dopant.

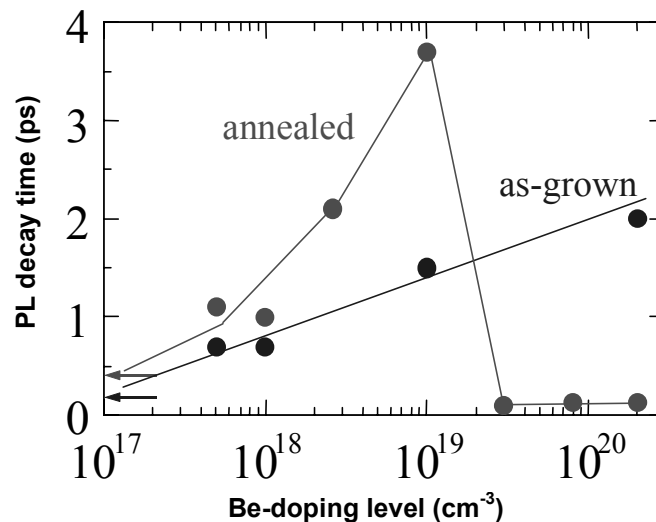


figure I.8 : dépendance du temps de vie dans du GaAs : Be BT recuit à 600 °C en fonction de la concentration de dopant [Krotkus99]

On observe effectivement une réduction du temps de vie pour les fortes concentrations de dopant, la limite de mesure temporelle inférieure étant due à la résolution limitée de

l'expérience (environ 100 fs). En revanche, on constate sur la figure I.9 que les caractéristiques électriques sont fortement dégradées pour les forts dopages, la résistance d'obscurité devenant très faible. Ceci est probablement dû à une compensation incomplète des niveaux superficiels par les donneurs profonds, et donc, la possibilité pour les électrons de la bande de valence d'être excités à température ambiante.

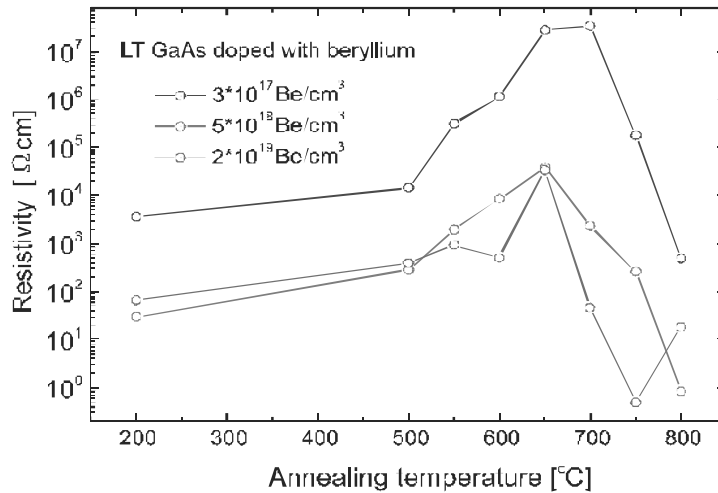


figure I.9 : variation de la résistance d'obscurité du GaAs : Be BT en fonction de la température de recuit et de la densité de porteurs [Krotkus02]

La figure I.9 montre la variation de cette résistance pour différents dopages et à plusieurs températures de recuit. Pour les faibles températures de recuit, l'origine de la conduction semble être une conduction par saut alors que pour les températures élevées cette conduction pourrait être une conduction de type p, puisque les défauts superficiels ne seraient plus compensés par les antisites, majoritairement ionisés.

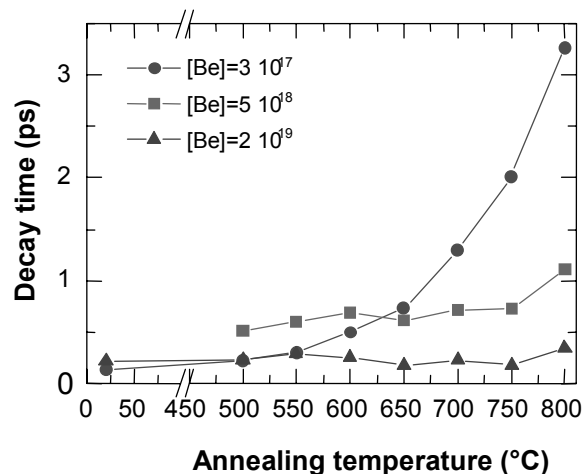


figure I.10 : dépendance du temps de vie des porteurs du GaAs : Be BT en fonction de la température de recuit et de la densité de porteurs

On observe, comme dans le GaAs BT non dopé, une dépendance du temps de vie des porteurs avec la température de recuit pour les faibles dopages (figure I.10). Outre les très bonnes propriétés électriques de ce matériau, le dopage au béryllium apporte un intérêt sur les

propriétés structurales des couches, puisque la faible taille de l'atome béryllium relaxe les contraintes dues au surplus d'arsenic qui est un atome plus gros que le gallium. La qualité cristalline est excellente sur des couches de 3 μm d'épaisseur. La figure I.11 montre la différence entre le GaAs non dopé et dopé. On peut voir des dislocations apparaître pour des épaisseurs supérieures à 3 μm sur le matériau non dopé alors que le matériau dopé ($5 \times 10^{18} \text{ Be.cm}^{-3}$) est très homogène. Ainsi il est possible de déposer des couches de matériau plus épaisses et de travailler à forte puissance optique sans générer de porteurs dans le substrat.

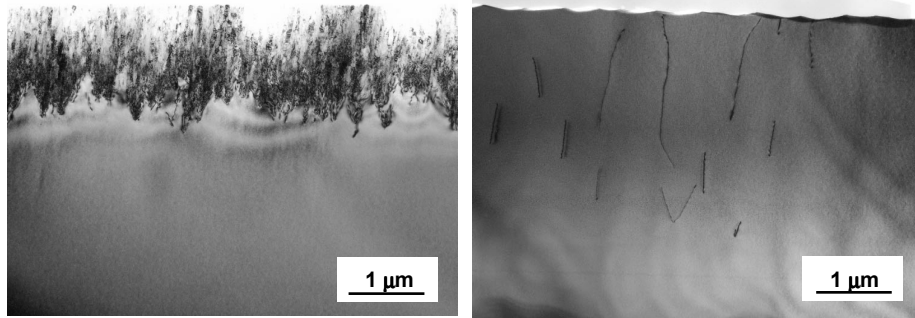


figure I.11 : images par microscope électronique à balayage du GaAs BT non dopé et dopé Be

L'effet du dopage sur les précipités est illustré sur la figure I.12 représentant une structure spécialement réalisée. Cette structure est constituée d'un buffer de GaAs de 0,5 μm d'épaisseur, sous une couche de 1,2 μm de GaAs BT et une couche de 1,7 μm de GaAs : Be BT ($3,5 \times 10^{19} \text{ Be.cm}^{-3}$ recuit à 600°C). Les structures sont clairement visibles principalement grâce à la présence de précipités d'arsenic. Leur dimension moyenne passe de 5 nm dans le matériau non dopé à 2 nm dans le matériau dopé. Ceci entraîne une réduction de la diffraction dans le matériau et permet d'envisager des applications purement optiques par exemple en utilisant du GaAs BT comme matériau non linéaire [Leitner99].

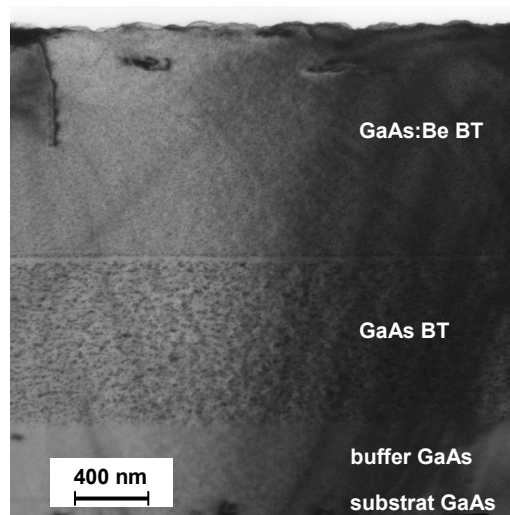


figure I.12 : photographie XTEM de la structure décrite dans le texte [Krotkus02]

Le but ultime dans l'ingénierie du GaAs BT serait de contrôler la résistance et le temps de vie des porteurs par un ajustement du taux de défauts. Des mesures sur des multi-puits quantiques de GaAs : Be BT et de InGaAs/InAlAs ont démontré qu'un tel contrôle est possible [Chen98].

I.1.2.5 Bilan

La figure I.13 trace le couple mobilité / temps de vie de différents matériaux rapides disponibles actuellement. Le GaAs BT non dopé et plus particulièrement le GaAs : Be BT présente le meilleur compromis et en fait un matériau désigné pour les applications de photocommutation ultrarapide, bien entendu pour les longueurs d'onde inférieures à $0,87 \mu\text{m}$.

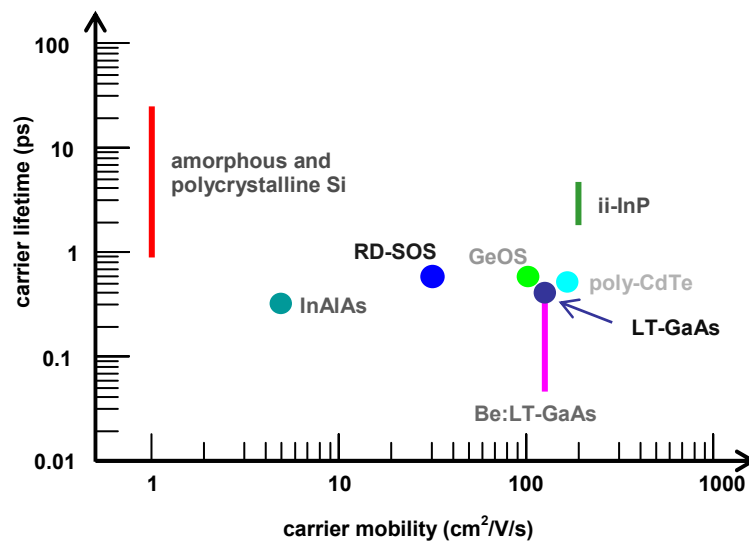


figure I.13 : bilan des propriétés optoélectroniques de différents matériaux rapides

Les matériaux tels que le GaAs BT et le GaAs BT dopé béryllium présentent le meilleur compromis mobilité / temps de vie et sont actuellement les plus utilisés pour les photocommutateurs rapides malgré la complexité et la difficulté de maîtrise de leur croissance.

I.2 Impulsion guidée - photocommutateur

Ce paragraphe présente une liste non exhaustive de photocommutateurs réalisés sur des lignes de transmission. Ceux-ci sont présentés en fonction de la rapidité du matériau utilisé. Différentes méthodes, physiques ou électromagnétiques, permettent de générer des impulsions électriques brèves.

I.2.1 Génération d'impulsion brève à partir de matériaux lents

La photogénération d'impulsions électriques brèves a débuté quelques années avant la mise au point des matériaux rapides. Plusieurs solutions mettant en jeu des phénomènes physiques ou électriques ont été développées afin de réduire la durée de ces impulsions.

I.2.1.1 Dispositif d'Auston et variantes

Pour générer des impulsions courtes à partir de matériaux lents, Auston [Auston75] proposa en 1975 une solution utilisant deux impulsions optiques. Le dispositif (figure I.14) est dans ce cas une ligne microruban déposée sur un substrat de haute résistivité ($10^4 \Omega \cdot \text{cm}$, temps de vie des électrons : plusieurs centaines de picosecondes), dont le ruban central est fendu. Une première impulsion « ON », de longueur d'onde $0,53 \mu\text{m}$, éclaire la fente et crée une conduction en surface ayant pour effet de fermer le photocommutateur. Une deuxième impulsion « OFF », de longueur d'onde $1,06 \mu\text{m}$, crée une conduction sur l'épaisseur du substrat puisqu'elle pénètre plus profondément dans le matériau. Les rubans sont alors court-circuités à la masse et la tension est ramenée à zéro. La largeur de l'impulsion générée ne dépend donc pas du temps de vie des porteurs mais du décalage temporel entre les impulsions. De cette manière, Auston a généré des impulsions de 25 ps à mi-hauteur.

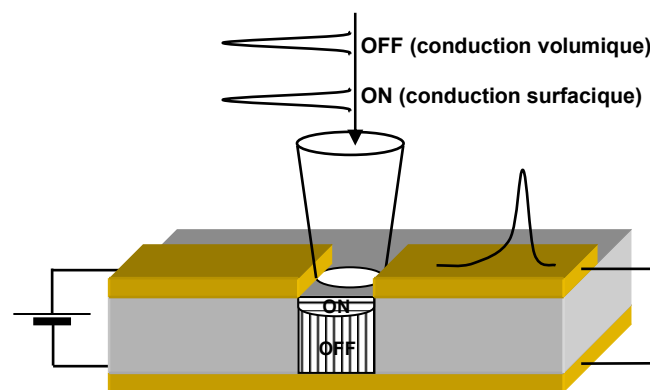


figure I.14 : schéma du photocommutateur Auston

Plusieurs variantes de cette méthode ont ensuite été réalisées. On pourra noter le dispositif de Platte [Platte78] permettant l'utilisation d'une seule longueur d'onde puisque la masse est ramenée sur la face avant (figure I.15). De plus, il est possible de n'utiliser qu'une seule impulsion optique en positionnant un film de SiO_2 sur le gap « OFF ». De cette manière

la partie du faisceau qui va éclairer ce gap subit un retard, dû au chemin optique allongé, et ramène le potentiel à zéro après ce temps [Holzman00]. De même les dispositifs à ligne coplanaires ou à guide coplanaires permettent de ne travailler qu'avec une seule longueur d'onde, comme par exemple le dispositif de Castagné [Castagné76] (figure I.15).

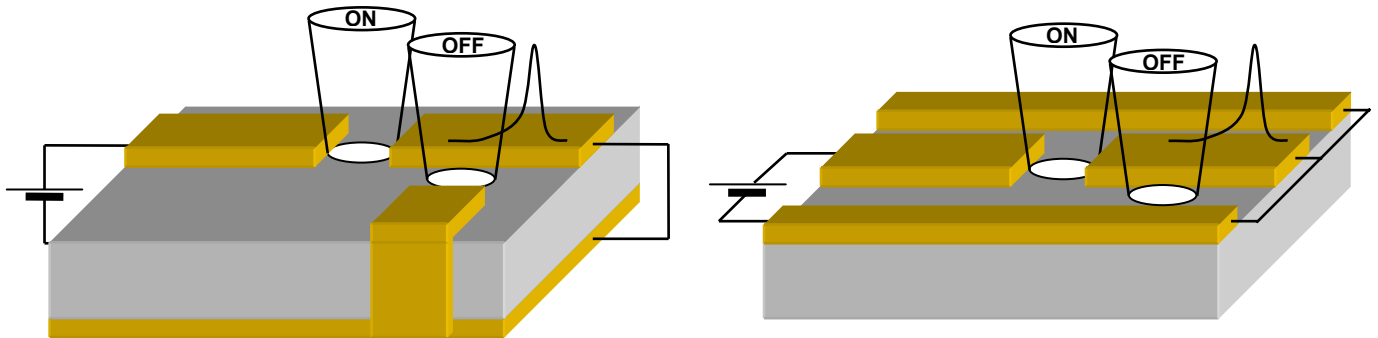


figure I.15 : schémas des dispositifs de Platte et de Castagné

Une autre alternative de ce type de génération utilise l'impulsion réfléchie sur une rupture d'impédance pour ramener la tension à zéro (figure I.16) [Sano89].

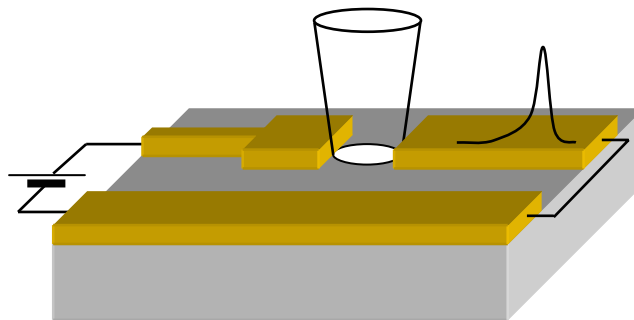


figure I.16 : utilisation de la réflexion pour ramener la tension à zéro

Il existe d'autres variantes de cette méthode comme la technique d'Holzman qui a réalisé une ligne microruban sur du silicium aminci à 10 μm . Une seule impulsion optique suffit alors à réaliser le « ON » et le « OFF » [Holzman01]. Des impulsions de 1,2 ps ont ainsi pu être générées.

On peut enfin noter que l'excitation est plus efficace lorsqu'elle respecte la symétrie du mode de propagation. Dans le cas contraire, le signal généré est en partie rayonné dans l'espace libre ou le substrat. La configuration microruban est donc la plus adaptée dans ce type de génération.

I.2.1.2 Temps de transit

Une autre méthode de génération d'impulsion courte à partir de matériau lent utilise le faible temps de transit des photoporteurs dans l'espace inter électrodes. Grâce aux techniques de lithographie, Chou a réalisé des photodétecteurs MSM (Métal-Semiconducteur-Métal) inter-digités nanométriques dont les doigts de 50 nm de largeur sont séparés d'un espace de 50 nm [Chou92]. De la sorte, il a pu mesurer des impulsions de largeur à mi-hauteur de 1,5 ps sur du GaAs semi-isolant, 10,7 ps sur Si semi-isolant et 0,87 ps sur du GaAs BT. Cette technique est très intéressante puisqu'elle permet de fabriquer des détecteurs sur des substrats classiques, mais elle possède cependant plusieurs facteurs limitatifs. Tout d'abord la durée de l'impulsion dépend de la tension de polarisation puisque la vitesse des porteurs, donc le temps de transit, est directement lié au champ électrique. Ainsi, en baissant la polarisation de 20 V à 1 V sur du GaAs, le temps de réponse peut être multiplié par 5. De plus, les dimensions nanométriques des électrodes et des espaces inter-électrodes entraînent une augmentation de la capacité et de la résistance des doigts, donc de la constante RC du détecteur. Ce facteur, extrêmement critique, a par exemple limité la réponse sur GaAs puisque le temps de transit théorique est de 0,4 ps alors que la constante RC est de 1,56 ps. De surcroît, la résistivité statique des électrodes est ici multipliée par un facteur 4 à 8 par rapport à la théorie avec des métallisations de 1,1 μm à 40nm de large et de 50 nm d'épaisseur (on ne prend pas en compte l'effet de peau, négligeable au vu des dimensions des métallisations). Chou explique cet effet par la collision des électrons sur les bords des métallisations [Chou91].

Dans ce type de détecteur la distance inter-électrodes étant comparable au libre parcours moyen des électrons, on peut profiter du transport ballistique [Ruth72] [Chou85] et bénéficier d'une meilleure efficacité, tant en terme de courant généré que de temps de réponse.

I.2.1.3 Illumination partielle

Krökel a montré qu'il était possible de générer des impulsions électriques ultracourtes sur un matériau à forte durée de vie en éclairant partiellement l'espace entre les deux rubans d'une ligne coplanaire [Krökel89]. Il reporte des impulsions de 350 fs de largeur à mi-hauteur et 180 mV d'amplitude, générées sur du silicium sur saphir non implanté dont les porteurs ont une durée de vie d'environ 100 ps. La ligne coplanaire était constituée de deux rubans d'aluminium de 5 microns de large séparés de 10 microns et de 1 micron d'épaisseur. La durée de l'impulsion laser était de 70 fs et le faisceau était focalisé sur un diamètre de 4 microns. Depuis, des études ont montré, à partir de simulations numériques et d'études expérimentales, que ce phénomène est dû à un courant de déplacement et à une redistribution du champ électrique dans le gap. En effet, lors de l'éclairage du matériau, des paires électron-trou sont créées et séparées par le champ de polarisation. Cette séparation spatiale entre charges positives et négatives crée un champ électrique qui vient s'opposer au champ appliqué. Le champ résultant est localement diminué voire annulé, les charges ne sont alors plus accélérées. Dans le même temps, la tension entre les rubans (l'intégrale du champ

électrique) a vu sa valeur diminuée. C'est cette variation qui est alors propagée sur la ligne. Cette méthode est plus efficace sous forte génération et sous forte polarisation puisque l'écrantage est plus efficace et rapide.

I.2.1.4 Electroabsorption

Une variante du dispositif Auston a été réalisée par Desplanque [Desplanque03] en utilisant l'effet d'électro-absorption dans un semi-conducteur (GaAs SI ayant un temps de vie de plusieurs centaines de picosecondes dans ce cas). Le contact est de type « glissant » (figure I.17). Ici le phénomène d'électro-absorption n'est pas le siège du signal rapide mais on utilise l'absorption induite dans le substrat par le champ électrique, puisque les photons incidents ont une énergie légèrement inférieure au gap du semi-conducteur lent. On peut alors profiter d'une absorption sur tout le volume et donc réaliser un court-circuit efficace entre le ruban polarisé et la masse. Le phénomène réalisant la remise à zéro du signal est encore sujet à discussion (photoconductivité virtuelle [Yablanovitch89] [Pankove], courant de déplacement ?). Des impulsions d'environ 1 ps de largeur à mi-hauteur ont été mesurées.

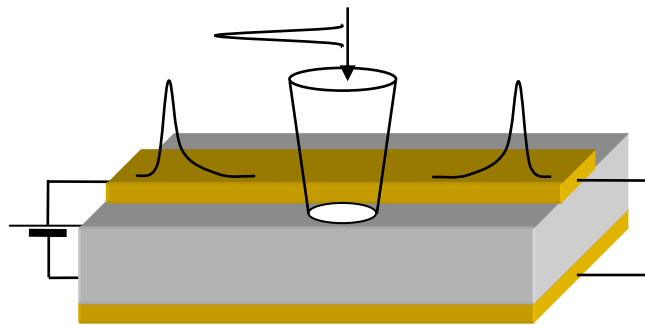


figure I.17 : excitation parallèle d'une ligne microruban

I.2.2 Commutateurs photoconducteurs à temps de vie ultracourt

Avec les matériaux lents, il est impossible de générer plusieurs impulsions consécutives et donc d'envisager des applications en télécommunications par exemple. L'utilisation de matériaux à temps de vie ultracourt a permis d'éliminer l'impulsion « OFF » dans les dispositifs type Auston et donc de simplifier la structure et la mise en œuvre de tels photocommutateurs. Ces matériaux peuvent être utilisés dans une structure coplanaire ou micro-ruban et permettent d'atteindre des bandes passantes très larges dont la limite n'est plus dictée que par la constante RC du circuit, le temps de transit des porteurs et leur temps de recombinaison. L'étude de tels photocommutateurs permet de se concentrer sur les propriétés du matériau et de la structure de propagation utilisée.

Le principe des photocommutateurs rapides est le suivant : lorsqu'on éclaire un matériau rapide inséré dans un guide d'onde, on crée des paires électrons-trous et le matériau est alors conducteur et le reste tant que les porteurs sont libres. Ensuite, les électrons

retombent dans la bande de valence après un temps dépendant des mécanismes de désexcitation majoritaires et de leur efficacité.

Tant que les électrons sont dans la bande de conduction, la densité de courant J est :

$$J = Nq(v_n + v_p) = NqE(\mu_n + \mu_p) \quad (I.8)$$

avec N la densité de photons absorbés, q la charge de l'électron, v_n et v_p les vitesses des électrons et des trous, μ_n et μ_p la mobilité des électrons et des trous.

Cette variation de courant induit le rayonnement d'une impulsion électromagnétique dans l'espace libre et d'une impulsion qui va se propager le long du guide (figure I.18). La durée de l'impulsion correspond au temps de vie des porteurs. Dans ce cas, le semi-conducteur peut être modélisé comme une résistance r dont la valeur varie avec les conditions d'excitation et le temps, une capacité C et une résistance d'obscurité R_{obs} insérée dans une ligne d'impédance Z_c . Ce modèle simple est plus largement développé dans le troisième chapitre.

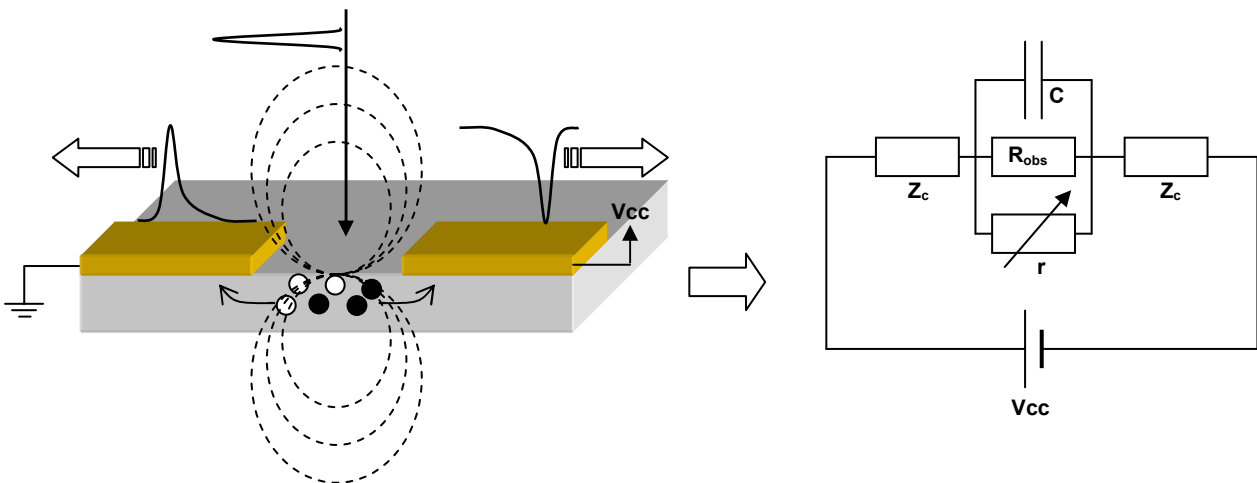


figure I.18 : schématisation des impulsions générées par un photocommutateur rapide et schéma équivalent

I.2.2.1 Photocommutateurs à contact glissant

La configuration la plus simple de génération est une ligne coplanaire déposée sur un substrat photoconducteur et polarisée par une tension continue (figure I.19). En éclairant avec une impulsion laser l'espace entre les rubans, on court-circuite ces derniers et on génère ainsi deux impulsions se propageant en sens contraire. La durée de ces impulsions est directement liée au temps de vie des porteurs car cette topologie n'est pas perturbée par une capacité parasite [Grichkowsky88]. Cette configuration est dite à « contact glissant » puisqu'on a la possibilité de positionner le faisceau de génération à un endroit quelconque de la ligne. En outre, cette configuration a permis de générer des impulsions de 825 V et de 4 ps de largeur à mi-hauteur sur du GaAs BT grâce à sa tension de claquage élevée [Motet91].

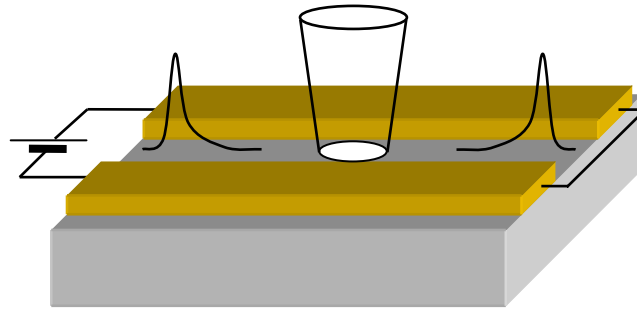


figure I.19 : excitation d'une ligne coplanaire par contact glissant

I.2.2.2 Photocommutateur Métal-Semiconducteur-Métal

Les structures présentées sur la figure I.20 sont des photocommutateurs MSM (métal - semi-conducteur - métal) en série sur une ligne micro-ruban et un guide d'onde coplanaire. Cette technique a l'avantage d'exciter le mode propre du guide et d'être relativement efficace. En outre, cette configuration permet de générer des impulsions rapides mais aussi d'échantillonner des signaux hyperfréquences en remplaçant la source continue par le signal à mesurer.

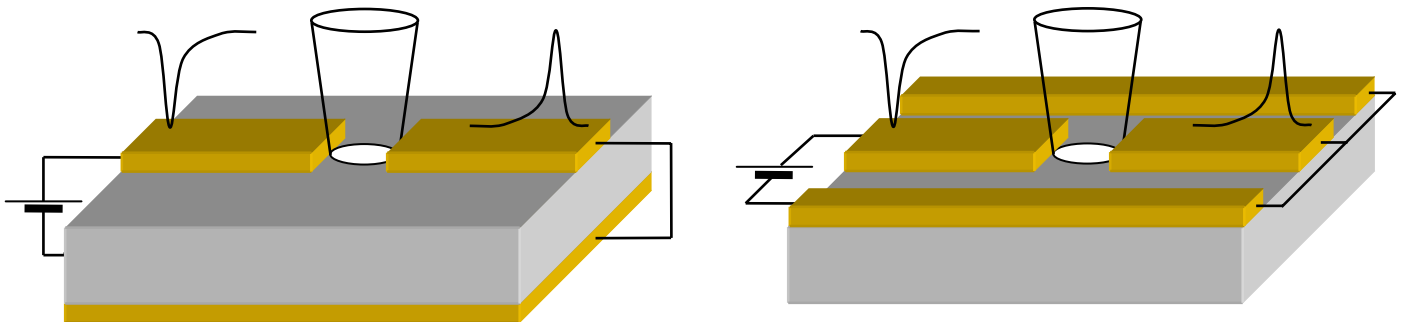


figure I.20 : photocommutateurs en série sur des lignes de transmission

Afin d'augmenter la sensibilité de tels dispositifs, la fente série peut être remplacée par un peigne interdigité (figure I.21). Dans ce cas, la résistance série équivalente est approximativement inversement proportionnelle à la surface en regard des électrodes, donc au nombre d'électrodes. Malheureusement la capacité série est proportionnelle à la même quantité et va fortement limiter la bande passante du photocommutateur. Le choix de la structure est donc fonction du matériau utilisé et des caractéristiques requises (bande passante ou sensibilité). Ceci est décrit plus en détail dans le troisième chapitre.

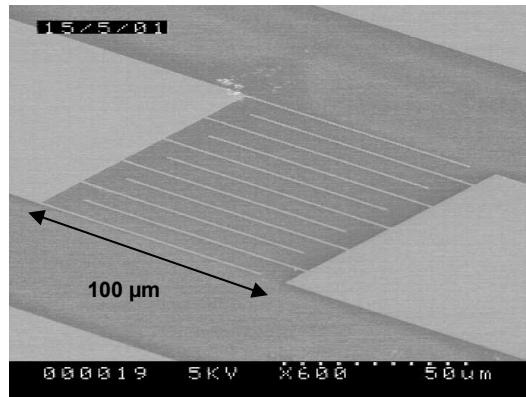


figure I.21 : photo d'un photocommutateur série interdigité sur guide coplanaire

I.2.2.3 Photodétecteur à propagation d'onde

La limite fréquentielle principale des photocommutateurs verticaux (la constante RC) peut être contournée en utilisant un photodétecteur à propagation d'onde (ou Travelling Wave PhotoDetector, TWPD) [Taylor90]. Ici, on vient éclairer le photodétecteur par la tranche. L'impulsion optique se propage dans l'espace interligne et va générer une impulsion électrique au fur et à mesure de sa propagation (figure I.22).

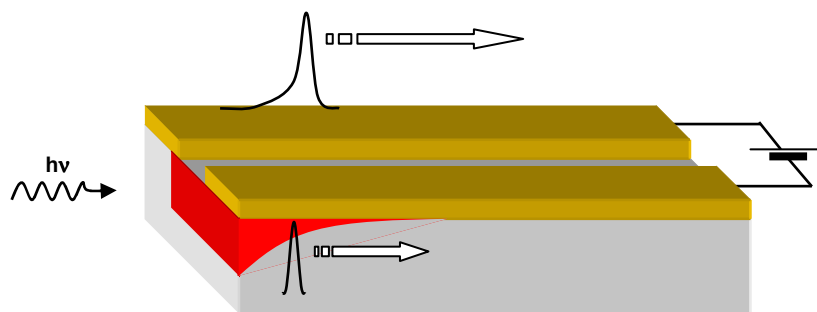


figure I.22 : principe du photodétecteur à propagation d'onde

Dans ce type de configuration, la limitation provient du désaccord de vitesse entre la propagation de l'impulsion optique dans le matériau et la vitesse de propagation de l'impulsion électrique dans le milieu effectif [Giboney97]. Une bande passante de 570 GHz avec une largeur à mi-hauteur de 0,8 ps a été mesurée sur un dispositif en guide d'onde coplanaire à base de GaAs BT [Shi01]. La difficulté majeure de ce dispositif provient de la complexité de réalisation puisqu'il faut réaliser un guide d'onde optique en plus du guide d'onde hyperfréquences, multipliant ainsi les étapes technologiques.

I.2.2.4 Photodiode UTC

La photodiode UTC (Uni Travelling Carrier) est un composant récemment développé qui utilise seulement les électrons comme porteurs actifs [Ishibashi97]. La figure I.23 représente la structure des bandes d'énergie d'une photodiode UTC. Les photoporteurs sont

créés par l'impulsion optique dans la zone d'absorption et les électrons sont accélérés en régime de sur vitesse jusqu'à la zone de collection. Le temps de transit dans cette zone est alors très court. Les trous restent dans la zone d'absorption et ne participent pas au courant généré. Ainsi, les impulsions générées ne dépendent plus que des propriétés des électrons.

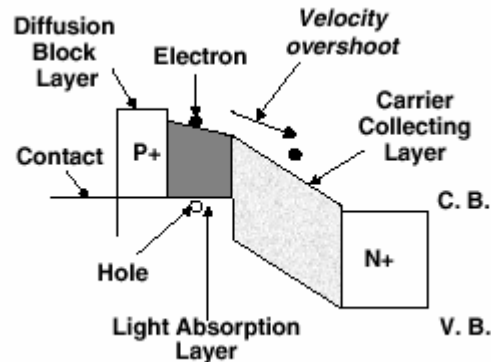


figure I.23 : diagramme des bandes d'énergie d'une photodiode UTC [Nagatsuma02]

L'impulsion la plus courte générée de cette manière a une largeur à mi-hauteur de 0,97 ps [Ito00]. Ce type de photodiode possède une telle sensibilité qu'il est possible d'obtenir des signaux même si l'on travaille bien au-delà de la fréquence de coupure à -3 dB. Un tel détecteur présentant une bande passante de 50 GHz et une sensibilité de 0,76 A/W a été récemment réalisé [Achouche04] et semble ouvrir la voie vers des applications en télécommunications.

I.3 Impulsion rayonnée

De nombreuses techniques optoélectroniques sont utilisées pour rayonner des impulsions en espace libre. En effet, ce type de génération a deux applications principales :

- spectroscopie térahertz : les impulsions picosecondes présentent des composantes spectrales s'étendant de la centaine de gigahertz jusqu'à plusieurs térahertz. En soumettant un échantillon à une telle impulsion et en mesurant l'impulsion transmise ou réfléchi, il est possible de mesurer la fonction de transfert de cet échantillon. En effectuant le rapport des amplitudes et la différence des phases entre le spectre transmis ou réfléchi et le spectre émis, on peut remonter aux paramètres d'absorption et à la constante diélectrique de l'échantillon dans une large gamme de fréquence. Ce type de mesure est parfaitement maîtrisé au LAHC et permet de caractériser de nombreux échantillons dans une gamme de fréquence difficilement accessible par des moyens électroniques classiques.
- étude du matériau éclairé : de nombreux phénomènes physiques (effets non-linéaires, accélération de porteurs à la surface...) peuvent aboutir au rayonnement d'impulsions électriques brèves lors de l'illumination d'un matériau avec une impulsion optique. L'étude de l'impulsion générée nous renseigne sur la nature et la dynamique de ces phénomènes dans les matériaux étudiés.

On peut noter que le rayonnement d'une impulsion électromagnétique trouve toujours son origine dans l'établissement d'un transitoire d'une quantité électrique (courant ou champ) puisque, en configuration de champ lointain, il est proportionnel à la dérivée d'une de ces quantités. Les phénomènes décrits ci-dessous ont la particularité d'avoir un temps de relaxation très bref.

I.3.1 Redressement optique

Cette méthode de génération a été utilisée pour la première fois en 1971 par Yang [Yang71]. Elle consiste à illuminer un matériau non linéaire par une impulsion laser ultra courte et puissante.

Dans les matériaux non centro-symétriques, on observe des phénomènes non linéaires d'ordre deux qui peuvent être décrits par un terme de polarisation non-linéaire¹:

$$\begin{aligned}\vec{P}_{NL}^{(2)}(t) &= \epsilon_0 \overset{\leftrightarrow}{\chi}^{(2)}(\vec{E}(t)\cos(\omega t))(\vec{E}(t)\cos(\omega t)) \\ &= \frac{\epsilon_0}{2} \overset{\leftrightarrow}{\chi}_{2\omega} \vec{E}^2(t)\cos(\omega t) + \frac{\epsilon_0}{2} \overset{\leftrightarrow}{\chi}_0 \vec{E}^2(t)\end{aligned}\quad (I.9)$$

Où $\overset{\leftrightarrow}{\chi}^{(2)}$ est le tenseur susceptibilité non linéaire, $\vec{E}(t)$ l'enveloppe de l'impulsion optique et ω sa pulsation. Le premier terme correspond au doublement de fréquence dans le cristal, le second terme correspond au champ électrique pseudo statique : le champ redressé.

La largeur spectrale de l'impulsion rayonnée est inversement proportionnelle à la durée de l'impulsion lumineuse et n'est limitée que par cette dernière puisque la relaxation du matériau est très rapide (de l'ordre d'une picoseconde). Ainsi des impulsions dont les spectres s'étendent de 20 à 43 THz (fréquence de coupure du détecteur utilisé) ont été mesurées et générées à partir d'impulsions lasers de 15 fs sur un substrat de GaAs [Bonvalet95].

De nombreux matériaux ont été utilisés (LiTaO₃ [Zhang92b], GaAs, CdTe, InP [Rice94b], DAST [Zhang92c]), mais, en dépit de ses performances, cette technique reste coûteuse en puissance optique puisque qu'il faut soumettre le matériau à un champ optique intense pour pouvoir profiter efficacement de la non linéarité.

¹ on peut noter que dans les matériaux centro-symétriques, le terme $\overset{\leftrightarrow}{\chi}^{(2)}$ est normalement nul mais à la surface de ces matériaux la symétrie est brisée [Shen] et il existe un tenseur surfacique [Chuang92]. Cette propriété a été utilisée récemment pour générer des ondes THz par redressement optique à la surface d'un métal [Kadlec04].

I.3.2 Génération de surface

Dans un semi-conducteur éclairé par une impulsion laser, deux phénomènes peuvent générer un photo-courant transitoire :

- le champ électrique statique en surface, qui accélère les photo-porteurs,
- la diffusion des trous et des électrons sous la surface à des vitesses différentes (effet Dember).

La contribution majoritaire d'un phénomène par rapport à l'autre est encore sujet à controverse puisqu'il est difficile d'évaluer la part de chaque mécanisme avec les techniques de mesure actuelles. Ces méthodes permettent de générer des impulsions rayonnées et d'étudier la dynamique des porteurs au sein du matériau. Le meilleur rendement est obtenu pour un éclairage sous l'incidence de Brewster afin de maximiser la pénétration de l'onde optique dans le matériau. Bien que relativement efficace en terme d'intensité, cette méthode est souvent supplantée par la génération en photoconduction (voir paragraphe suivant) pour des applications de spectroscopie térahertz.

I.3.2.1 Champ de surface

Cette méthode [Greene92] utilise le champ électrique à la surface d'un semi-conducteur. En effet, les semi-conducteurs sont connus pour présenter des états de surface dus à une diminution de la densité électronique en surface. Pour des semi-conducteurs tels GaAs, le niveau de Fermi en surface est situé vers le milieu de la bande interdite. Les bandes d'énergies sont courbées et il existe sous la surface, dans un matériau type N, une zone de charge d'espace vide d'électrons, qui s'étend typiquement sur une épaisseur de 0,3 μm pour un dopage de 10^{16} cm^{-3} . Le champ induit est dirigé normalement à la surface et peut être exprimé en fonction de la barrière de potentiel de valeur V et de la densité de pièges N :

$$E(x) = \frac{eN}{\varepsilon}(W - x) \quad \text{avec} \quad W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{eN} \left(V - \frac{kT}{e} \right)} \quad (\text{I.10})$$

E étant la charge de l'électron, ε la constante diélectrique du milieu, W la largeur de la zone déplétée et x la distance à la surface.

Lorsqu'on éclaire le matériau avec une impulsion optique, des paires électron-trou sont créées sous la surface du semi-conducteur et accélérées par le champ de surface (figure I.24), générant ainsi une impulsion de courant. Le temps de montée de ce photo-courant est le temps d'éclairage alors que le temps de descente est limité par le temps de transit des porteurs dans le champ électrique ou par leur durée de vie si celle-ci est inférieure au temps de transit. Ce courant transitoire va rayonner une impulsion bipolaire dont la direction du maximum du lobe d'émission va dépendre des conditions d'illumination.

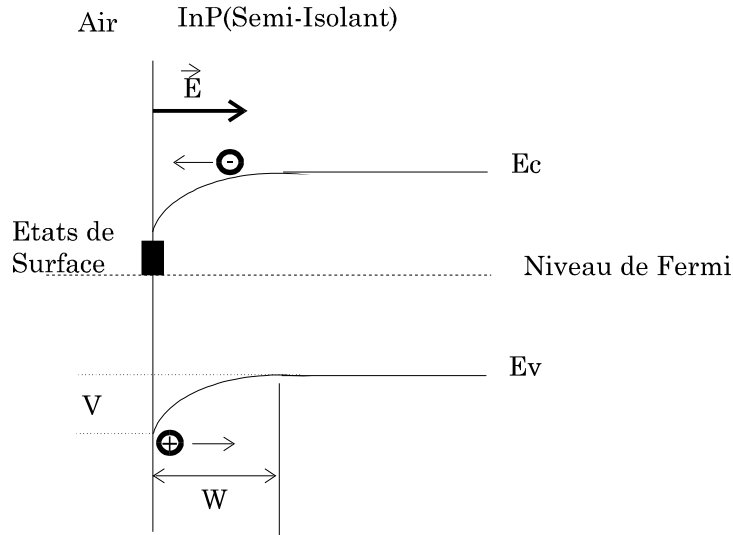


figure I.24 : représentation schématique des bandes d'énergie à la surface d'un échantillon d'InP semi-isolant

I.3.2.2 Effet Dember

Dans les matériaux possédant un faible gap, la courbure de bande n'est pas suffisante pour induire un champ de surface important. Il est cependant possible de générer des impulsions térahertz grâce à l'effet Dember. Lorsqu'on éclaire un tel semi-conducteur (de l'InAs par exemple) avec une impulsion laser rapide, des paires électron-trou sont générées sous la surface. La différence entre les coefficients de diffusion des porteurs induit une répartition spatiale déséquilibrée des charges positives et négatives. Le centre de charge s'éloigne de la surface et génère une impulsion rayonnée grâce à la formation rapide d'un dipôle.

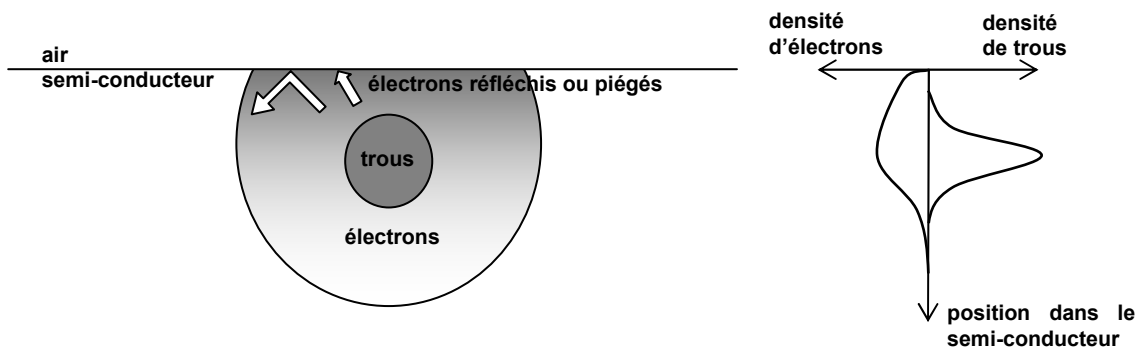


figure I.25 : illustration de l'effet Dember

La tension induite par l'effet Dember dépend de la température des électrons T_e et du rapport de mobilité électron-trou b [Ryvkin] :

$$V_D = \frac{k_B T_e}{e} \frac{b-1}{b+1} \ln \left(1 + \frac{(b+1)\Delta n}{bn_0 + p_0} \right) \quad (I.11)$$

Avec n_0 et p_0 la densité d'électrons et de trous à l'équilibre et Δn la densité de photo-porteurs générés.

Des impulsions électromagnétiques très courtes ont été générées par ces méthodes (champ de surface ou effet Dember) sur divers matériaux. Le tableau suivant donne l'amplitude normalisée des impulsions obtenues pour plusieurs substrats [Zhang90a] [Roux97] :

| Matériau | InGaAs (recuit) | InP | GaAs | CdTe | GaAs BT (recuit) | CdSe | InSb | Ge | GaSb | Si | GaSe |
|-------------------------------|-----------------|-----|------|------|------------------|------|------|----|------|-----|------|
| Signal normalisé : [Zhang90a] | | 100 | 71 | 33 | - | 11 | 8 | 7 | 2 | 0,5 | <0,1 |
| LAHC | 184 | 100 | 69 | - | 25 | - | - | - | - | - | - |

figure I.26 : amplitude normalisée du champ térahertz généré à la surface de divers matériaux semi-conducteurs.

I.3.2.3 Amélioration de l'efficacité de rayonnement

La génération de surface est une méthode relativement efficace et simple à mettre en œuvre mais son efficacité est limitée par la direction du maximum du lobe d'émission qui se trouve dans le plan du semi-conducteur (figure I.27). En pratique on ne bénéficie donc pas de l'efficacité maximum puisque l'on va mesurer le champ émis relativement loin de la surface.

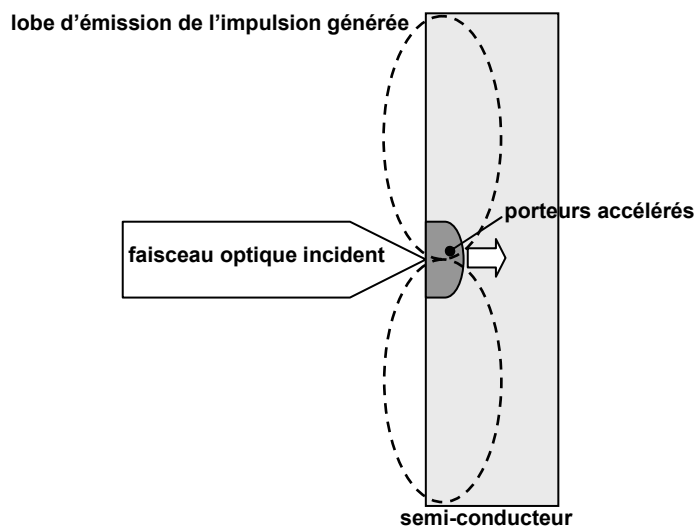


figure I.27 : schématisation des lobes de rayonnement en génération de surface

Pour améliorer l'efficacité de rayonnement, on peut mettre en jeu les lois de Fresnel généralisées, auxquelles obéissent les faisceaux optiques incidents et infrarouges rayonnés [Zhang90b] de grandes sections. En effet, si la surface de la zone éclairée est de l'ordre ou

plus grande que les longueurs d'onde mises en jeu ($\approx 0,5$ mm), l'onde émise par chaque dipôle ponctuel induit dans la zone éclairée interfère constructivement, avec celles émises par ses voisins, dans une seule direction, conduisant à des lois de Fresnel généralisées :

$$n_1(\omega_{opt})\sin(\theta_{opt}) = n_1(\omega_{el})\sin(\theta_1) = n_2(\omega_{el})\sin(\theta_2) \tag{I.12}$$

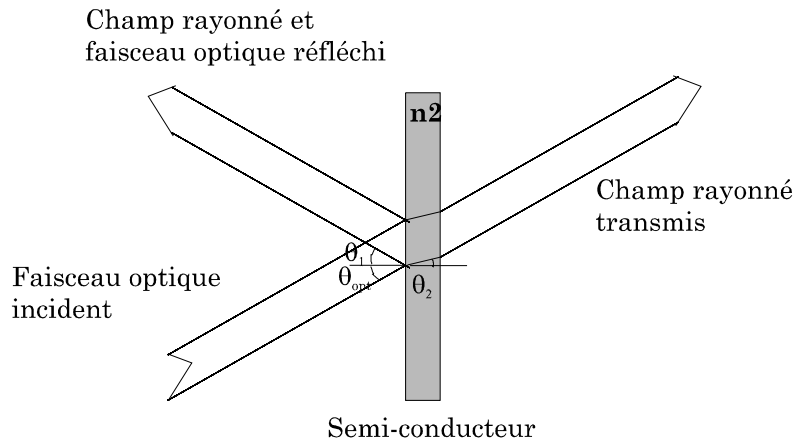


figure I.28 : champs rayonnés à la surface d'un semi-conducteur

Pour améliorer cette méthode, on soumet le semi-conducteur à un champ magnétique. La force de Lorentz induit une rotation des charges en mouvement et par conséquent du dipôle rayonnant [Johnston02]. Le maximum du lobe d'émission ne se trouve plus dans la direction de la surface mais dans une direction dépendante de l'intensité et de la direction du champ magnétique (

figure I.29). De plus cette méthode met en évidence la nature électronique du siège de la source de l'impulsion puisqu'elle est sensible au champ magnétique.

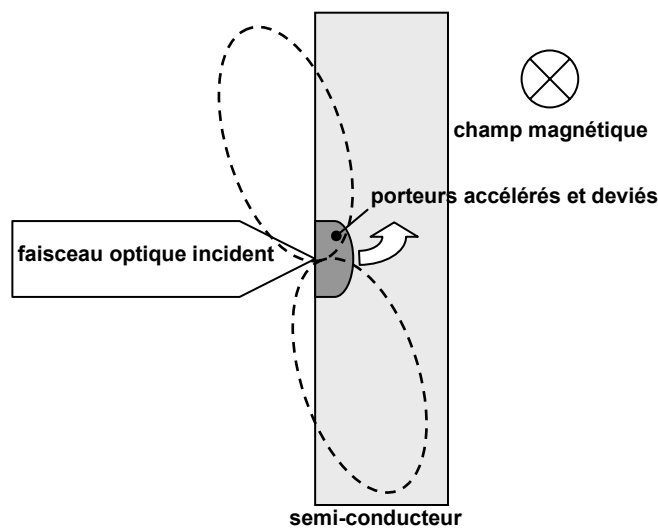


figure I.29 : schématisation des lobes de rayonnement en génération sous champ magnétique

I.3.3 Photocommutation – spectroscopie térahertz

Le domaine térahertz correspond au spectre électromagnétique qui s'étend approximativement de 100 GHz à 10 THz. En dessous de 100 GHz, on trouve le domaine de l'électronique avec les hyperfréquences et au dessus celui de l'optique avec l'infrarouge lointain. Le domaine térahertz est longtemps resté difficile d'accès et fut souvent qualifié de « fossé térahertz ». Quelle que soit la voie choisie, électronique ou optique, la puissance des sources décroît rapidement dès que l'on s'approche de la gamme térahertz : les approches basées sur l'optique ou l'optoélectronique n'ont pas permis jusqu'à présent de combler ce fossé !

Le principe de la génération par photocommutation a été décrit au paragraphe précédent dans le cas d'impulsions guidées. La génération d'impulsions térahertz repose sur les mêmes principes, mais je vais cependant rappeler les phénomènes mis en jeu dans le cadre plus restreint de la spectroscopie térahertz.

I.3.3.1 Principe de la génération et de la détection par photocommutation

Le principe de la génération et de la détection d'impulsions électromagnétiques par photocommutation dans les semi-conducteurs ultrarapides a été proposé et développé par Auston dans les années 80 [Auston84]. Le dispositif est composé de deux photocommutateurs ultrarapides, le premier réalisant l'émission et le deuxième la réception. En émission, les électrodes sont polarisées par une tension continue V . En l'absence d'excitation du matériau, le circuit reste ouvert puisque le matériau a une grande résistivité. Lorsqu'une impulsion laser vient illuminer l'espace interligne, il se crée des paires électron-trou, diminuant fortement la résistivité du matériau. Sous l'effet de la tension V , un courant de conduction est rapidement créé puis annulé grâce au matériau rapide. Seule une partie de ce dernier est recueillie par les électrodes, car une majorité de porteurs est piégée avant d'atteindre les électrodes. Le temps de montée de cette impulsion de courant correspond au temps de montée de l'impulsion optique et le temps de descente est régi par la durée de vie des porteurs et par la constante de temps RC du circuit.

Deux phénomènes se produisent alors :

- Une impulsion de tension ultracourte est créée et se propage le long de la ligne électrique.
- Le dipôle équivalent du photocommutateur rayonne une impulsion électromagnétique dont l'amplitude est proportionnelle à la dérivée du courant photo-généré. La durée de l'impulsion est très courte (de l'ordre de la picoseconde) et le spectre associé s'étend alors au domaine térahertz. Par analogie avec les premiers travaux de Hertz, on appelle dipôle de Hertz le photocommutateur fonctionnant en régime de rayonnement.

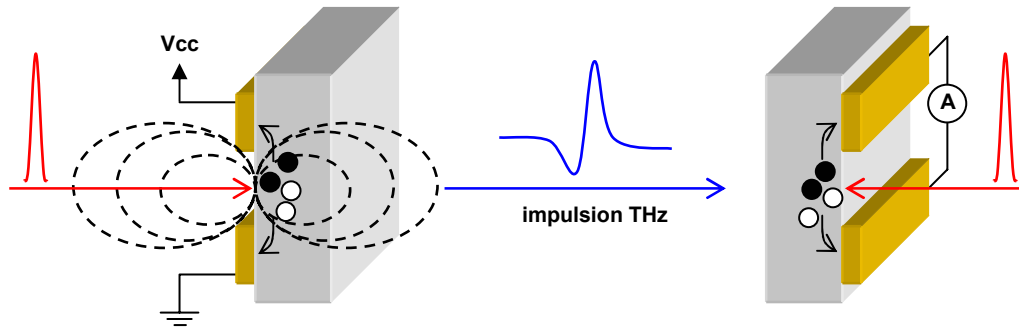


figure I.30 : principe de la spectroscopie térahertz

En réception, le dispositif est identique, mais les électrodes ne sont pas polarisées par une source de tension continue. En effet, c'est maintenant le champ électrique THz baignant le récepteur qui sert à polariser le dispositif. En éclairant l'antenne de réception au moment où l'impulsion électromagnétique traverse et polarise le matériau, on accélère les photo-porteurs et on génère un courant dans la ligne. La résolution temporelle est fortement liée au temps de vie des photo-porteurs fixant la durée de la « fenêtre » de mesure. Grâce à un amplificateur à transimpédance, on mesure le courant ainsi créé. En faisant varier le décalage temporel entre l'émission et la réception, on peut reconstruire la forme de l'impulsion électromagnétique générée. En pratique, le dipôle est situé à l'interface air-diélectrique et la puissance rayonnée dans le diélectrique est plus importante que la puissance rayonnée dans l'air [Rutledge]. Il peut être montré que le rapport de la puissance rayonnée dans le diélectrique sur celle rayonnée dans l'air est d'autant plus grand que la constante diélectrique du substrat est grande comme le schématise la figure I.31 [Lukosz79].

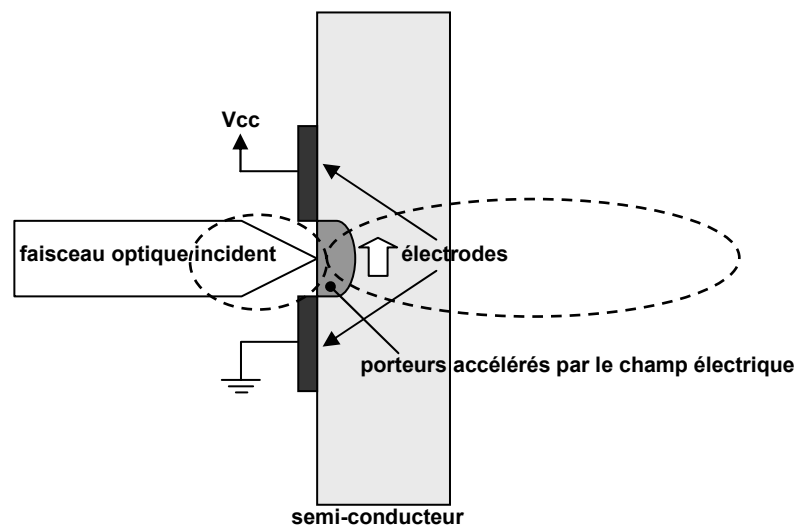


figure I.31 : schématisation des lobes de rayonnement dans une antenne dipolaire

I.3.3.2 Génération harmonique d'ondes sub-millimétriques

Les techniques de génération térahertz temporelles présentent l'avantage d'être très large bande et d'être relativement stables grâce à l'utilisation de lasers femtosecondes à l'état solide, cependant elles ne permettent pas d'atteindre une grande résolution spectrale. De plus, il n'est pas possible de réaliser ainsi une détection hétérodyne, c'est-à-dire la détection d'un signal généré par une source indépendante du détecteur (en radioastronomie par exemple). Ces critères, essentiels en spectroscopie à haute résolution, ont amené le développement de sources monochromatiques accordables. Ces sources existent depuis les années 50 avec les masers, sources volumineuses dont le réglage et la maintenance laissent un souvenir douloureux à ceux qui les ont utilisés... D'autres sources ont depuis été étudiées et réalisées. On peut citer par exemple [Peytavit02] :

- les lasers moléculaires,
- la diode Gunn,
- la diode à injection et temps de transit,
- la diode à tunnel résonnant,
- le transistor à haute mobilité (HEMT),
- le transistor bipolaire à hétérojonction (TBH),
- le laser p-Germanium,
- le laser à cascade quantique,
- ou les méthodes de génération indirectes par multiplication de fréquence avec un élément non-linéaire comme la diode Schottky, l'Heterostructure Barrier Varactor (HBV) ou la Ligne de Transmission Non Linéaire (NLTL) [Eusèbe01],
- le photomélange (différence de fréquences optiques).

Cependant la plupart de ces techniques ne sont pas encore utilisables hors des laboratoires pour des problèmes de rendement mais aussi de coût et d'encombrement. En revanche, tout comme le laser à cascade quantique, le photomélange semble prometteur grâce à la disponibilité de sources lasers compactes et stables et au développement rapide des composants optoélectroniques rapides.

Le principe du photomélange repose sur la détection d'un battement de fréquences de deux lasers par un photodétecteur rapide. En effet lorsque deux sources cohérentes de pulsations ω_1 et ω_2 sont superposées spatialement, la puissance optique traversant une surface unitaire de normal \vec{n} centrée sur \vec{r}_0 est :

$$P(\vec{r}_0, t) = \frac{|E(\vec{r}_0, t)|^2}{Z_0} \quad (\text{I.13})$$

avec Z_0 l'impédance du vide et E la somme des deux champs de pulsations ω_1 et ω_2 et de vecteur d'onde k_1 et k_2 :

$$E(\vec{r}_0, t) = E_1 \cos(\omega_1 t - k_1 \vec{r}_0 \vec{n}) + E_2 \cos(\omega_2 t - k_2 \vec{r}_0 \vec{n}) \quad (\text{I.14})$$

On a alors :

$$\begin{aligned}
P(\vec{r}_0, t) &= \frac{1}{Z_0} \left\{ E_1 \cos(\omega_1 t - k_1 \vec{r}_0 \vec{n}) + E_2 \cos(\omega_2 t - k_2 \vec{r}_0 \vec{n}) \right\}^2 \\
&= \frac{1}{Z_0} \left\{ E_1^2 \cos^2(\omega_1 t - k_1 \vec{r}_0 \vec{n}) + E_2^2 \cos^2(\omega_2 t - k_2 \vec{r}_0 \vec{n}) \right. \\
&\quad \left. + E_1 E_2 \left(\cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2) \vec{r}_0 \vec{n}] + \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2) \vec{r}_0 \vec{n}] \right) \right\}
\end{aligned} \tag{I.15}$$

Le terme de battement de pulsations $(\omega_1 - \omega_2)$ va être utilisé en photo-mélange pour générer un courant à cette pulsation dans un photo-détecteur rapide polarisé et chargé par une antenne.

Le matériau utilisé dans ce type de génération doit posséder les mêmes caractéristiques que dans le cas de la génération impulsionnelle, à savoir une bonne mobilité des électrons et un temps de vie des porteurs court. Le temps de vie assez long des trous, que l'on observe dans certains matériaux ultra-rapides, est ici dramatique, contrairement aux expériences temporelles où la période de répétition des impulsions est supérieure à la nanoseconde, car les porteurs doivent se recombinaison pendant une période du signal THz généré, soit en moins d'une picoseconde. L'antenne chargeant le photo-détecteur est conceptuellement proche des dispositifs micro-ondes classiques puisqu'on va pouvoir faire résonner la structure à la fréquence désirée et profiter du gain ainsi obtenu pour obtenir un rayonnement plus efficace. La description des différentes antennes et plus particulièrement l'antenne spirale est largement effectuée dans [Peytavit02]. Enfin, on peut noter qu'un concept original d'antenne fractale laisse espérer une augmentation de l'augmentation du signal rayonné sur une bande passante plus large [Gaubert04]. Le modèle théorique que j'ai développé dans le troisième chapitre de ce manuscrit peut s'appliquer au photomélange et donner quelques idées quant à l'influence des temps de vie des porteurs et du circuit électrique. Ce thème sortant du cadre de cette thèse, j'exposerai quelques résultats en annexe.

Les composants optoélectroniques utilisant des sources lasers femtosecondes ont largement supplantés les composants purement électroniques en terme de rapidité. La génération de fréquences harmoniques proches du térahertz est possible [ABmm] en utilisant un oscillateur local et en multipliant sa fréquence avec plusieurs étages multiplicateurs (composés d'éléments non linéaires) mais le rendement de ce système reste faible car à chaque doublement de fréquence on perd un ordre de grandeur sur la puissance. On peut cependant noter le développement de composants non linéaires performants permettant de générer des impulsions brèves par voie uniquement électronique. Le paragraphe suivant décrit un composant permettant de compresser les impulsions électriques et de réaliser un multiplicateur de fréquence : la ligne de transmission non linéaire.

I.4 Génération électrique – compression d'impulsion par une ligne de transmission non linéaire

Une ligne de transmission non linéaire (abréviation anglaise NLTL) est un élément passif permettant de compresser une impulsion électrique. Cet élément est donc placé après une source pour en optimiser les performances temporelles. D'une manière générale, on

réalise une ligne NLTL en plaçant des éléments non-linéaires sur une structure planaire (guide d'onde coplanaire par exemple). Ceci peut se faire de deux manières différentes : soit l'élément non-linéaire est réparti tout au long du guide, soit il est distribué périodiquement. Le paragraphe suivant détail le principe d'une NLTL distribuée.

Cette méthode de génération d'impulsion électrique courte a été étudiée depuis plus de trente ans avec le travail de Landauer [Landauer60]. Le principe de cette méthode est le suivant : on considère une ligne de transmission haute impédance sans perte, chargée périodiquement par des éléments non linéaires (jonction Schottky par exemple) et alimentée par une rampe de tension d'amplitude négative (figure I.32).

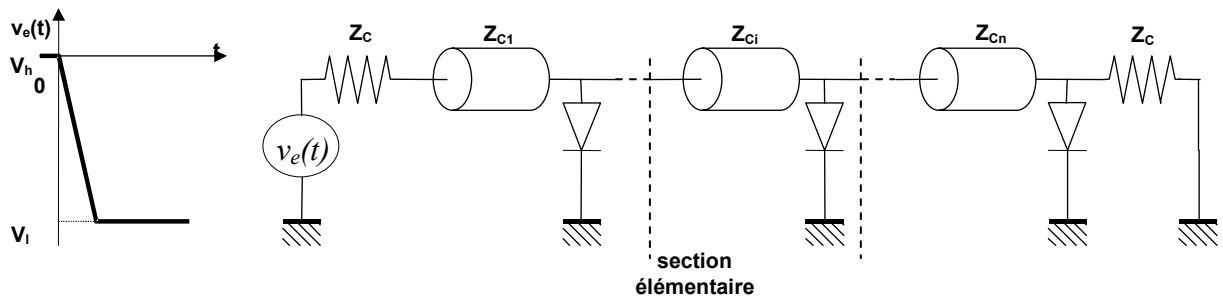


figure I.32 : schéma électrique équivalent d'une ligne de transmission non linéaire avec une excitation en rampe

Si l'on représente une section de ligne élémentaire par un schéma électrique équivalent LC et la diode par une capacité variable, on obtient le schéma électrique équivalent de la figure I.33.

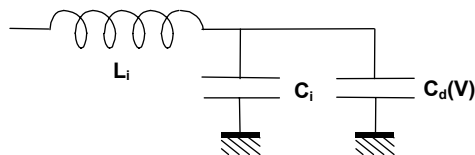


figure I.33 : schéma électrique équivalent d'une section élémentaire sans perte

L'expression liant la capacité à sa tension de polarisation V est :

$$C_d(V) = \frac{C_{i0}}{\left(1 - \frac{V}{V_{i0}}\right)^M} \tag{I.16}$$

C_{i0} est la capacité sans polarisation et V_{i0} la tension de jonction. Le temps caractéristique correspondant à une section élémentaire (ligne + diode) s'écrit alors :

$$T_c = \frac{1}{d} \sqrt{L_l(C_l + C_d(V))} \tag{I.17}$$

avec d la longueur d'une section. La vitesse de propagation v est égale à $\frac{1}{T_C}$.

La capacité de la diode varie avec la tension V , une augmentation en valeur absolue de cette tension ($V < 0$) entraîne donc une diminution de T_C et une augmentation de la vitesse de propagation v sur la ligne. Ceci conduit à une compression de l'échelon d'entrée du fait que « V_l se propage plus vite que V_h ». La figure I.34 représente la simulation de l'évolution d'un échelon de tension le long d'une NLTL distribuée possédant 75 sections. La rampe a un temps de descente (10%-90%) de 16 ps en entrée et 3 ps en sortie.

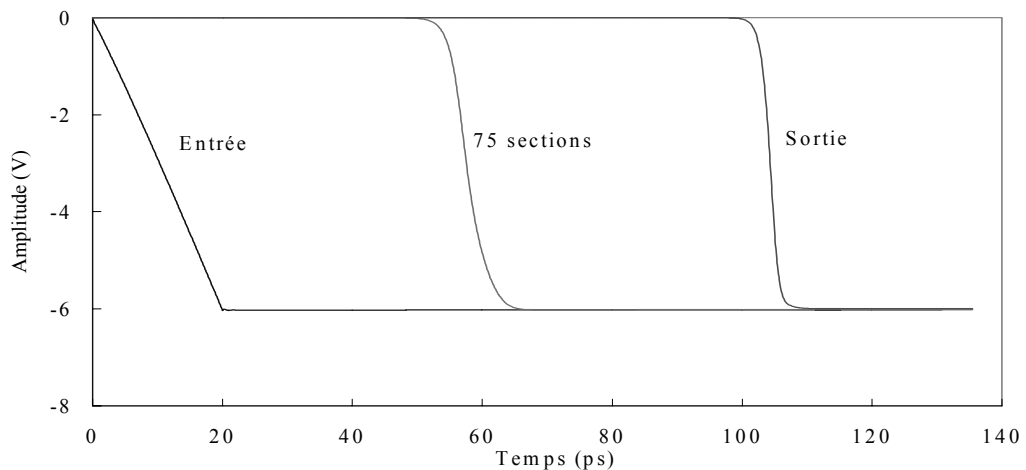


figure I.34 : simulation d'une ligne de transmission non linéaire [Jrad99]

Avec ce type de NLTL, il est possible d'obtenir des impulsions de l'ordre de la picoseconde et d'amplitude supérieure à 10 V [Rodwell94]. On peut noter qu'une des propriétés des NLTLs est la possibilité de propager des impulsions sans dispersion (solitons). Au niveau commercial, Picometrix propose une tête d'échantillonnage pour analyseur à réflectométrie temporelle, à base de NLTL d'une bande passante de 100 GHz [Agoston03].

I.5 Conclusion

Ce premier chapitre nous a permis d'aborder différentes techniques de génération d'impulsions sub-picosecondes. Nous avons décrit les différents phénomènes physiques permettant de générer de tels signaux et les nombreux matériaux qui permettent de fabriquer les sources impulsives de rayonnement électromagnétique. La voie la plus exploitée est l'incorporation de défauts dans le matériau afin de provoquer des recombinaisons non radiatives. La problématique majeure de cette méthode est que la réduction du temps de vie se fait au détriment de la mobilité (équations (I.2) et (I.7)). Cependant la réponse d'un dispositif photocommutateur ne dépend pas uniquement du matériau mais aussi du circuit électrique qui le compose. L'influence réciproque de ces deux aspects (matériau et électrique) n'est pas toujours bien comprise et pour cela j'ai développé un modèle simple prenant en compte les paramètres macroscopiques du dispositif. Cet outil doit permettre de mieux appréhender la

dynamique d'un dispositif rapide, d'interpréter certaines mesures et d'optimiser la réponse en fonction de l'objectif désiré. Le chapitre suivant décrit la méthode utilisée et présente quelques résultats permettant l'interprétation des signaux mesurés.

II Mesures optiques d'impulsions électriques brèves

Nous avons vu dans le premier chapitre différentes méthodes de génération d'impulsions électriques brèves, guidées ou rayonnées. Nous proposons dans cette partie de mesurer les impulsions sub-picosecondes générées par un photocommutateur (PC) fabriqué sur GaAs BT : Be. Pour cela plusieurs techniques seront mises en œuvre. En premier lieu, des mesures par échantillonnage photoconductif, les plus simples à implémenter aux vues de la configuration du photocommutateur. Ensuite, des mesures par échantillonnage électro-optique seront effectuées, cette technique étant certainement la plus utilisée pour caractériser ce type de signal. Puis, nous exposerons une méthode originale de mesure par effet Franz-Keldysh. L'emploi de ces trois types de mesure pour un même dispositif nous permettra de bien caractériser le photocommutateur et de comparer les caractéristiques de ces différentes techniques. Simultanément, une série de mesures en espace libre nous permettra de caractériser des antennes dipolaires réalisées sur ce même matériau. Enfin, nous étudierons plus précisément l'origine du rayonnement térahertz généré par un cristal de tellurure de cadmium éclairé par une impulsion optique brève.

II.1 Principes généraux

Il n'existe pas actuellement d'appareil électronique dont la bande passante soit bien supérieure à 100 GHz, donc capable de mesurer directement des signaux électriques sub-picosecondes. Cependant, il est possible d'utiliser les impulsions optiques issues d'un laser impulsionnel pour mesurer ces signaux électriques par des méthodes électro-optiques.

II.1.1 Principales techniques de mesures de signaux rapides

Il est possible de caractériser des signaux sub-picosecondes avec un système de mesure lent en utilisant la technique d'échantillonnage en temps équivalent. Ici, on mettra à profit la faible durée de l'impulsion optique associée à certains phénomènes optiques au temps de relaxation très court. La réponse temporelle du composant sera un facteur limitatif essentiel de la bande passante de l'expérience d'échantillonnage construit.

II.1.1.1 Échantillonnage en temps équivalent

L'échantillonnage en temps équivalent permet d'échantillonner des signaux très rapides à l'aide de systèmes de mesure dont la bande passante est bien inférieure à celle du signal mesuré. Dans notre cas, le signal doit être mesuré en un instant t par une impulsion optique via un phénomène physique rapide mettant en jeu une interaction lumière / champ électrique. Si ce signal est périodique (figure II.1), cette mesure peut être répétée sur toutes les périodes du signal, chaque mesure étant effectuée à un instant différent. Le signal peut alors être

reconstitué à partir de cette série de mesures ponctuelles. Ceci n'est possible que si le signal à mesurer est parfaitement périodique et s'il peut être synchronisé avec le signal utilisé pour la mesure. Cette synchronisation est facilement obtenue lorsque ces signaux sont tout deux générés optiquement puisqu'un faisceau optique impulsionnel peut être divisé en deux à l'aide d'une lame semi réfléchissante. Les impulsions du premier faisceau génèrent le signal et celles du deuxième faisceau mesurent le signal généré. En retardant l'impulsion optique de mesure par rapport au signal électrique à échantillonner, il est donc possible de mesurer la trace d'intercorrélation du signal électrique avec la forme de la fenêtre temporelle de la mesure. Pour obtenir une bonne résolution temporelle le signal à mesurer est supposé ne pas trop varier pendant la durée d'un point de mesure. Il est donc impératif que cette fenêtre temporelle soit très courte par rapport aux variations du signal à mesurer. Seuls des signaux périodiques peuvent être échantillonnés de la sorte, les signaux "mono-coups" pouvant être mesurés sur des dispositifs comportant plusieurs portes d'échantillonnage [Armengaud96], déclenchées en des temps ou des positions différentes, ou bien lorsque le faisceau optique de mesure recouvre spatialement toute la région de localisation du champ électrique de l'impulsion à caractériser [Shan00], ou enfin en utilisant une impulsion optique à glissement de fréquence (chirp) associée à un spectromètre [Jiang98].

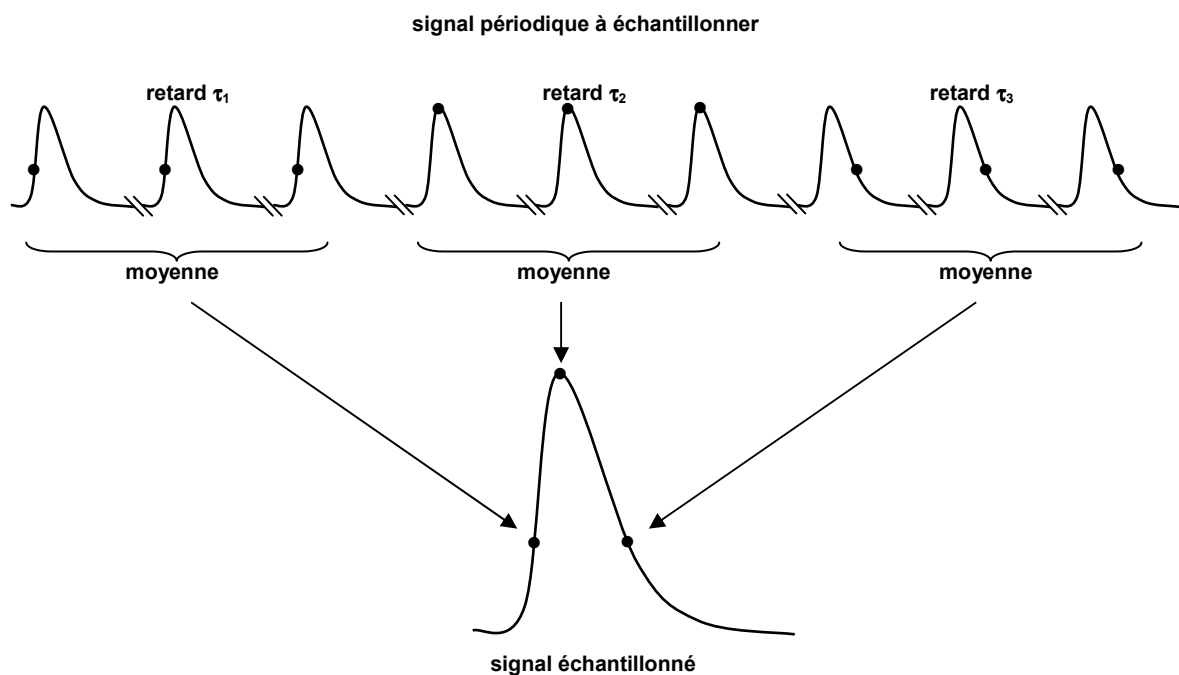


figure II.1: échantillonnage en temps équivalent d'un signal périodique

Le retard temporel est obtenu grâce à une ligne à retard optique dont l'incrément spatial détermine l'échelle des temps. Les mesures sont donc effectuées non pas en temps réel, mais en temps équivalent dont la correspondance se déduit de l'incrément spatial de la ligne à retard optique.

Suivant le phénomène physique mis en jeu pour mélanger signaux à mesurer et de lecture, donc pour échantillonner le signal, on distinguera plusieurs méthodes :

- l'échantillonnage électro-optique,
- l'échantillonnage photoconductif,
- l'échantillonnage par effet Franz-Keldysh.

Toutes ces méthodes ont une très grande bande passante qui permet de mesurer des signaux sub-picoseconde. Elles seront décrites en détail dans les paragraphes suivants.

II.1.1.2 Technique interférométrique

Afin de s'affranchir des problèmes de limitation de la bande passante par les dispositifs détecteurs, il est possible d'utiliser une technique interférométrique temporelle utilisant un détecteur de puissance très lent du type bolomètre refroidi. Cette méthode a été notamment utilisée pour la mesure d'impulsions subpicosecondes rayonnées en espace libre par Greene *et al.* [Green91a]. Greene a mesuré des traces d'autocorrélation de 230 fs de largeur à mi-hauteur, générées en utilisant le champ électrique à la surface d'un semi-conducteur. Cette technique de mesure a aussi été employée pour réaliser des expériences de spectroscopie, notamment sur du GaAs [Ralph91]. Outre un dispositif expérimental relativement complexe, le rapport signal sur bruit d'une telle mesure ne dépassait pas 20. Aussi, dans notre laboratoire, avons nous restreint l'utilisation du bolomètre aux seules caractérisations en puissance rayonnée par les photocommutateurs.

II.1.2 **Source laser impulsionnelle**

Les impulsions optiques utilisées dans notre expérience sont issues d'un laser à l'état solide dont le milieu à gain est constitué d'un barreau de saphir dopé par des ions titane (Ti^{2+}). Ce laser saphir:titane commercial (Tsunami Spectra-Physics) est pompé par un laser Nd-YAG, lui-même pompé par diode, et dont la fréquence optique est doublée intra-cavité (Millenia). Ces impulsions présentent une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 60 fs en sortie de la cavité laser, pour un taux de répétition de 82 MHz. Cette durée est généralement mesurée au laboratoire avec un autocorrélateur construit autour d'un cristal doubleur de fréquence. Mais nous avons aussi profité de nos photocommutateurs pour mesurer la durée de l'impulsion optique. L'expérience est représentée sur la figure II.2. On superpose deux faisceaux qui vont interférer de manière constructive ou destructive selon le retard temporel entre eux et seulement pendant la durée de l'impulsion optique. Nous plaçons ici le hacheur sur le trajet d'un seul des deux faisceaux ce qui implique un signal moyen non nul (0,65 sur la figure ci-dessous).

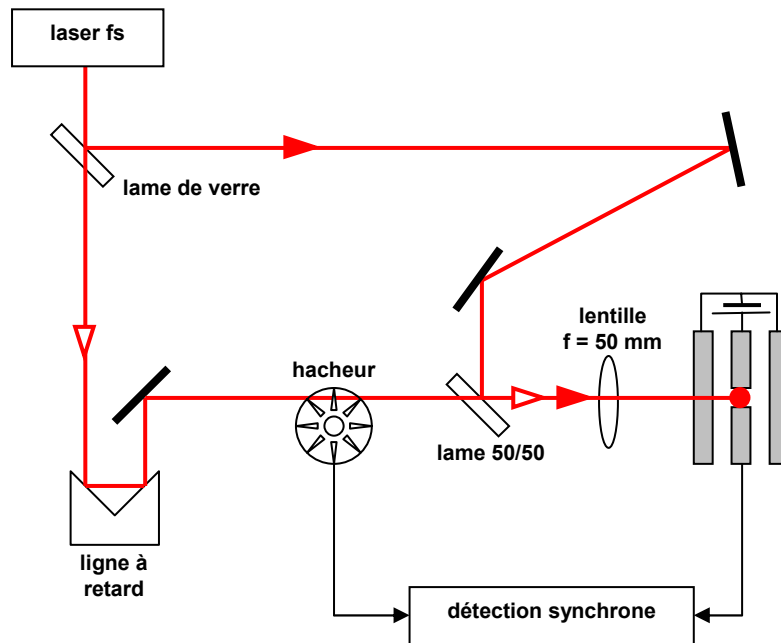


figure II.2 : schéma expérimental de l'interféromètre

La qualité de l'enregistrement (et notamment le contraste obtenu entre interférences constructives et destructives) dépend aussi de la cohérence spatiale des deux spots, ce qui explique la légère asymétrie obtenue ici. Le photocommutateur étant utilisé comme une simple photodiode, le courant généré est alors proportionnel à l'amplitude de l'onde optique incidente. Le hacheur permet de mesurer la contribution sur le courant généré du faisceau qui le traverse. Cette contribution peut être soit positive (interférence constructive), soit négative (interférence destructive). L'impulsion mesurée et un ajustement de son enveloppe sont représentés sur la figure II.3.

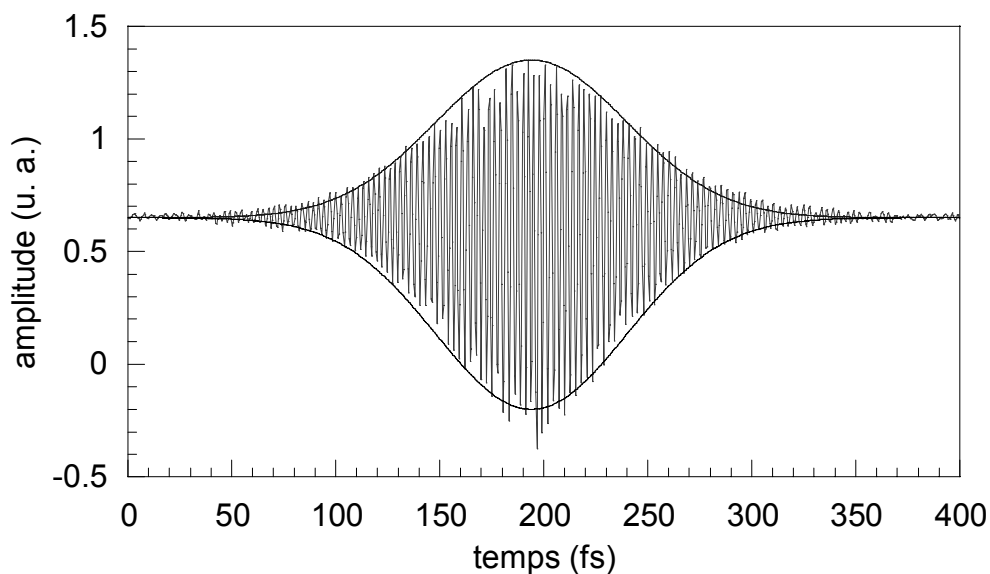


figure II.3 : autocorrélation de l'impulsion optique sur le photocommutateur

On retrouve bien l'allure gaussienne de l'impulsion ainsi que la période temporelle du laser (2.66 fs) correspondant à sa longueur d'onde (800 nm). Sachant que l'autoconvolution d'une gaussienne est $\sqrt{2}$ fois plus large que cette gaussienne, on déduit de cette mesure que la largeur à mi-hauteur de l'impulsion optique est 78 fs, ce qui correspond approximativement aux mesures faites en amont du montage à l'aide de l'autocorrélateur. La largeur spectrale de l'impulsion est alors de 5,6 THz.

II.2 Dispositifs caractérisés

Les photocommutateurs caractérisés dans ce chapitre sont des dispositifs réalisés à l'Institut de Physique des Semiconducteurs de Vilnius (pour le matériau) et à l'Université de Glasgow (pour les lignes). Il s'agit de guides d'onde coplanaires déposés sur du GaAs basse température dopé au béryllium. Le photocommutateur est constitué d'un peigne interdigité situé au milieu du ruban central. La configuration des guides avec les dimensions utilisées est représentée sur la figure II.4.

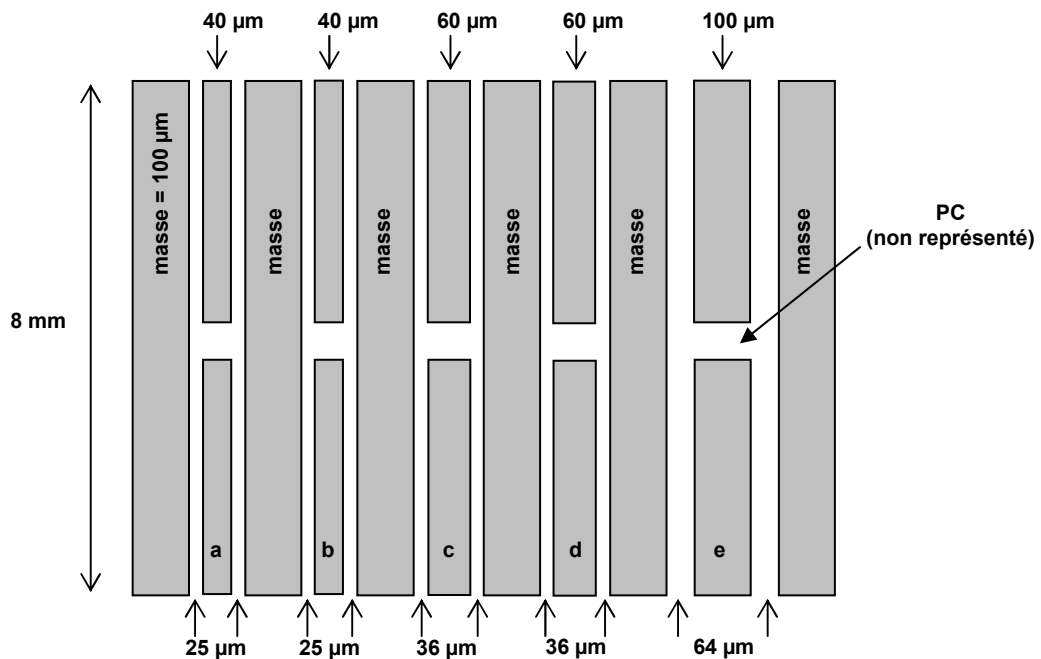


figure II.4 : configuration des guides des dispositifs étudiés

Le plan de masse est commun à deux guides contigus. Les lignes sont calculées pour présenter une impédance de 50Ω aux fréquences centimétriques. Les photoconducteurs sont situés au milieu de la ligne. Leur configuration est représentée sur la figure II.5 et les dimensions des doigts sont données dans le tableau II.6.

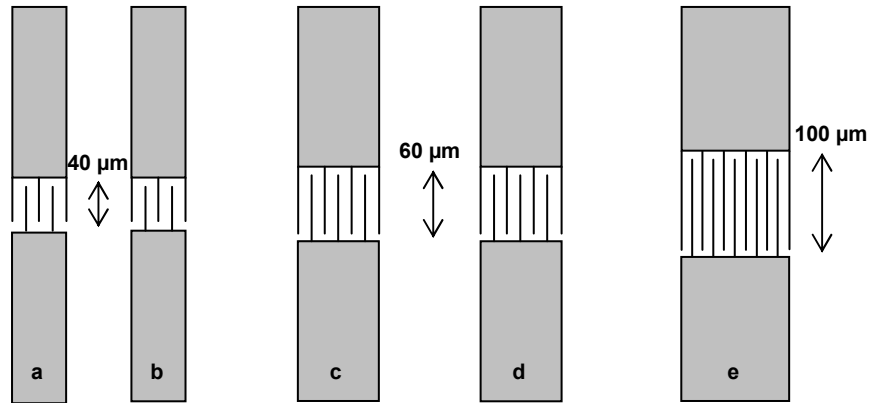


figure II.5 : détail des photocommutateurs

| photocommutateur | a | b | c | d | e |
|---------------------------------------|-----|------|-----|-----|-----|
| largeur des doigts (μm) | 0,5 | 1 | 0,5 | 1 | 1 |
| longueur des doigts (μm) | 30 | 30 | 50 | 50 | 90 |
| espace inter-doigts (μm) | 9,4 | 8,75 | 9,4 | 8,8 | 8,9 |

tableau II.6 : dimensions des doigts des différents photocommutateurs

La figure II.7 représente une photographie des photocommutateurs *d* et *e*.

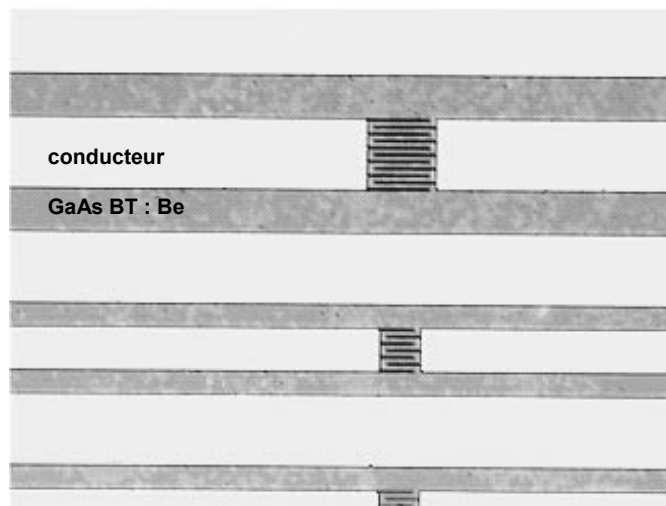


figure II.7 : photographie des dispositifs étudiés

On peut apprécier les dimensions des doigts de $1\mu\text{m}$ du photocommutateur *e* sur la première photo de la figure II.8.

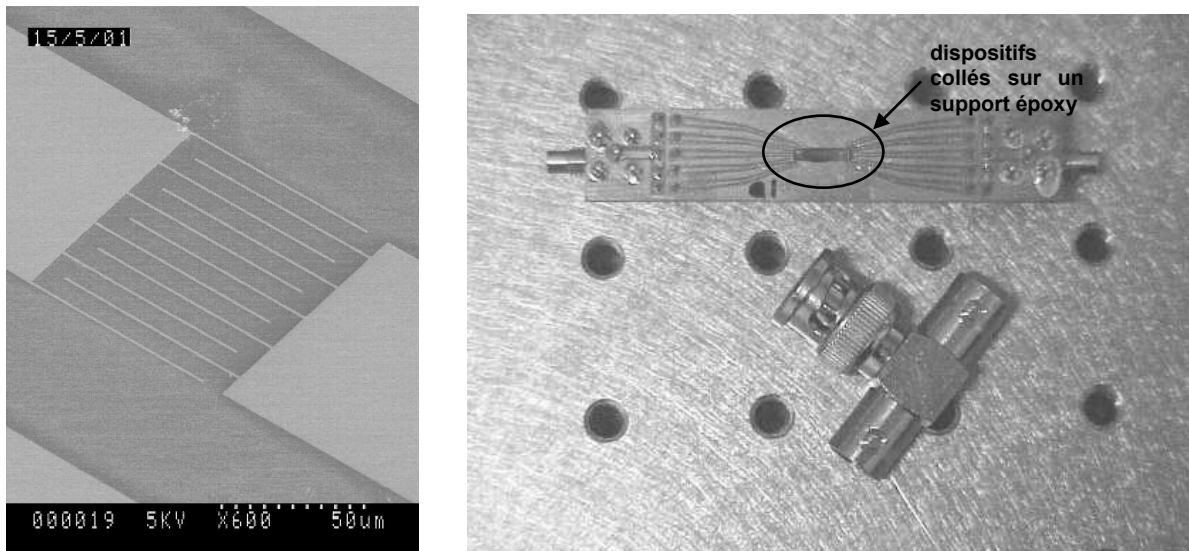


figure II.8 : photographie du photocommutateur e au microscope électronique et du dispositif monté

La deuxième photo montre le dispositif monté sur un support époxy et branché sur des connecteurs SMC. Un système de cavaliers permet de choisir le photocommutateur relié aux connecteurs.

Avant de mesurer les signaux générés par ces dispositifs, nous avons caractérisé le Be GaAs BT par une méthode purement optique afin de mesurer la durée de vie des porteurs.

II.3 Mesure du matériau seul : réflectométrie temporelle

Avant de caractériser les dispositifs, on effectue une mesure sur le matériau afin de déterminer le temps de vie des porteurs. Pour cela, on utilise une expérience de réflectométrie optique. Cette méthode, résolue dans le temps, est de type pompe sonde.

II.3.1 Principe

Le principe est le suivant : une impulsion optique appelée impulsion pompe vient éclairer l'échantillon. Des porteurs libres sont ainsi créés modifiant l'indice de réfraction et l'absorption du matériau en surface. Une autre impulsion, de puissance très inférieure, vient sonder le matériau au même endroit que l'impulsion pompe. Cette seconde impulsion voit donc un matériau qui a été « perturbé » par la première : cette perturbation de l'absorption et de l'indice de réfraction se traduit par une variation du coefficient de réflexion de la couche sondée. En retardant cette impulsion sonde par rapport à l'impulsion pompe, on peut retracer l'évolution temporelle de cette variation et par conséquent remonter à la dynamique de la population des porteurs libres dans l'échantillon, ce qui permet de déterminer la durée de vie des porteurs [Roux99] [Breuil96].

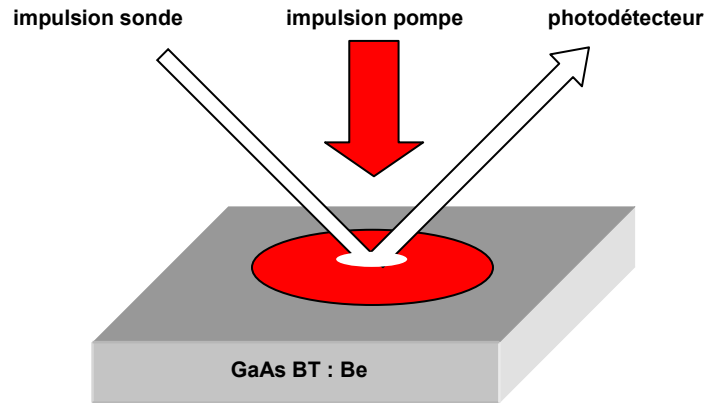
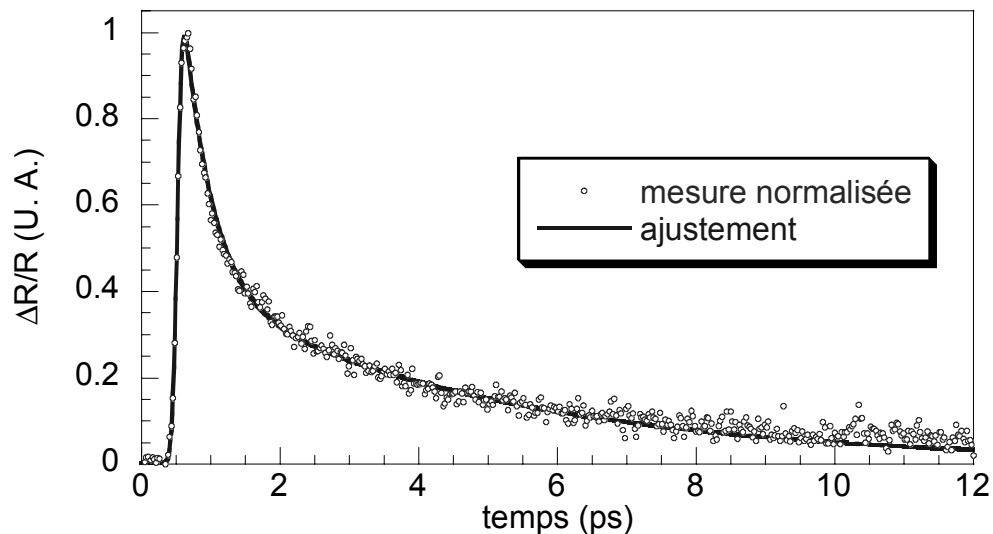


figure II.9: principe de la réflectométrie temporelle

Dans cette configuration expérimentale, le faisceau pompe éclaire le matériau en incidence normale. Sa puissance est de 45 mW et son diamètre en 1/e est de 31 μm . Le faisceau sonde éclaire le matériau sous un angle de 45° environ et sa puissance est de 3 mW, soit 6% de la puissance du faisceau pompe. Une lame $\lambda/2$, placée sur le chemin du faisceau sonde, permet de tourner à 90° la polarisation de ce faisceau, évitant ainsi toute interférence entre les deux faisceaux.

II.3.2 Mesure

Un résultat de cette mesure de réflectométrie temporelle sur notre matériau en Be : LT GaAs est présenté sur la figure suivante :

figure II.10: mesure normalisée de $\Delta R/R$ sur du GaAs BT : Be et ajustement

La courbe présente deux temps caractéristiques qui sont déterminés par un ajustement de type exponentielle décroissante. On mesure ainsi un premier temps caractéristique de 450 fs, assimilable à la durée de vie des électrons, et un deuxième temps, plus long (de l'ordre de 5 ps), assimilable à la durée de vie des trous. D'après les données sur les sections efficaces de capture des électrons par les pièges As_{Ga}^+ et des trous par les pièges As_{Ga}^0 , ($\sigma_n=1,1 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$, $\sigma_p=1,18 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ [Krotkus02]), ces valeurs correspondraient à des densités de pièges de l'ordre de : $[As_{Ga}^+] = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $[As_{Ga}^0] = 3,6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

II.4 Échantillonnage photoconductif

Auston a utilisé cette technique en 1975 pour mesurer les premières impulsions courtes générées avec un matériau lent [Auston75]. Cette méthode de mesure est la plus simple à mettre en œuvre car la génération et la mesure se font de la même manière. Cette technique fut utilisée en 1982 [Auston82] pour caractériser des diodes PIN en silicium, mais la rapidité du matériau employé évitait l'utilisation d'une double impulsion pour l'ouverture et la fermeture de la porte d'échantillonnage.

Dans notre cas, la mesure est dite interne car les lignes sont entièrement déposées sur le substrat photoconductif et la mesure ne nécessite pas de sonde externe au circuit.

II.4.1 Principe

Le principe de cette mesure ne repose que sur des considérations opto-électriques. Une première impulsion optique génère l'impulsion électrique brève (figure II.11) qui va se propager le long des lignes de part et d'autre du photocommutateur. Si on place un ampèremètre du côté « charge » (par opposition au côté « source »), on mesure un courant moyen dépendant de l'amplitude de l'impulsion électrique et de son taux de répétition.

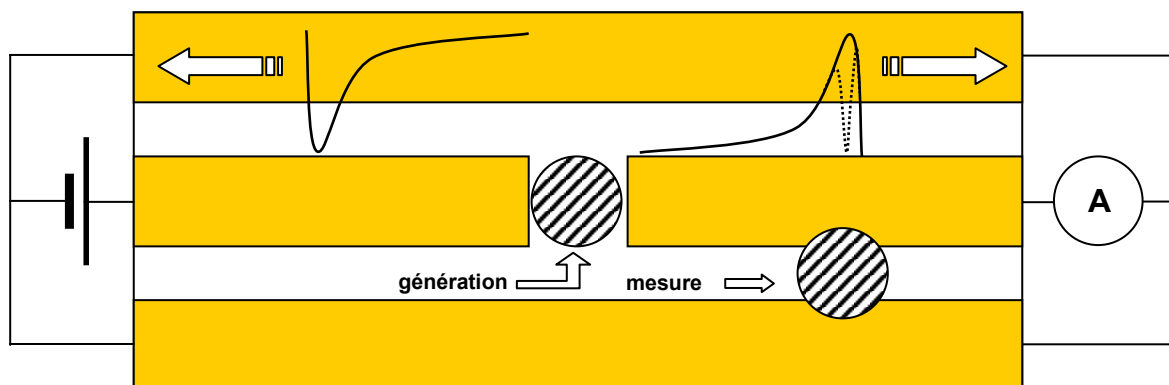


figure II.11 : principe de l'échantillonnage photoconductif interne

Avec une deuxième impulsion optique éclairant le substrat, on réalise un contact glissant entre le conducteur central et la masse. Lorsque ce court-circuit et l'impulsion électrique se

produisent au même endroit et en même temps, on extrait des charges du conducteur central et la valeur moyenne de l'impulsion diminue (figure II.11 pointillé). En faisant varier le décalage entre la génération et le court-circuit, on peut reconstruire la forme du signal généré en mesurant le courant en bout de ligne. Cette technique du contact glissant offre deux avantages. Tout d'abord, comme pour la génération, elle offre une bonne résolution temporelle grâce à la quasi-absence de capacité [Grischkowsky88]. Ensuite, elle permet de placer le point de mesure à un endroit quelconque de ligne et ainsi d'observer la propagation de l'impulsion.

Une alternative à cette méthode est d'utiliser le contact glissant pour générer l'impulsion et le photocommutateur pour la mesurer. Nous utiliserons cette technique par la suite car elle présente une plus grande sensibilité.

Cependant les circuits à échantillonner ne sont pas forcément déposés sur un substrat photoconducteur et il est alors nécessaire d'utiliser une sonde externe pour mesurer le signal. En 1993, Kim *et al.* ont réalisé une sonde photoconductive constituée d'un photocommutateur interdigité sur GaAs BT et d'une pointe métallique positionnée sur le circuit à tester. Ils ont ainsi pu échantillonner un signal avec une résolution de 2,3 ps et une sensibilité de 4 μV [Kim93]. Lai *et al.* ont fabriqué une sonde sur fibre optique intégrant un préamplificateur JFET qui permettant d'obtenir une sensibilité de 15 nV [Weiss99].

Ces méthodes sont relativement perturbatrices car elles prélèvent des charges sur le circuit à mesurer. Afin de minimiser cette perturbation, Hwang *et al.* ont construit une sonde de type antenne dipolaire montée sur fibre optique [Hwang96]. Ainsi, il suffit de positionner la sonde en regard des électrodes à mesurer, le champ électrique induit par l'impulsion électrique va accélérer les porteurs de l'antenne.

L'échantillonnage photoconductif montre une très bonne sensibilité mais sa résolution temporelle est limitée par le temps de vie des porteurs dans le matériau rapide. De plus, la mesure électrique du signal peut être perturbée par l'environnement électrique du banc de mesure. Le signal mesuré nécessite une déconvolution entre la mesure et la génération. Cette opération se révèle complexe lorsque les caractéristiques physique et géométrique de la génération et de la mesure sont différentes et que leurs réponses présentent des non linéarités.

II.4.2 Mise en œuvre

Le schéma expérimental de la mesure par échantillonnage photoconductif est présenté sur la figure II.12. On peut voir que le montage est relativement simple car on utilise le même phénomène pour la génération et la mesure, et ceci de manière interne.

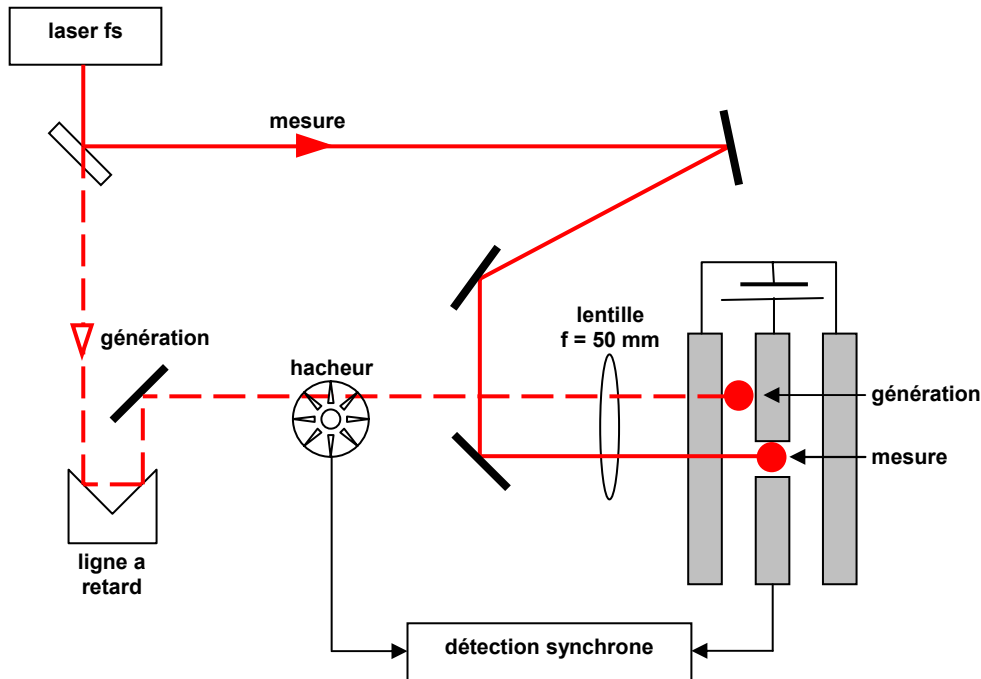


figure II.12 : schéma expérimental de l'échantillonnage photoconductif

La figure II.13 représente la variation absolue du signal mesuré avec le photocommutateur b pour une puissance optique de génération de 74 mW avec un diamètre des spot de $31 \mu\text{m}$ en $1/e$ et une puissance de mesure de 0,425 mW. La tension de polarisation du photocommutateur est 30 V. Cette acquisition est réalisée en plaçant le hacheur optique sur le faisceau de mesure (contrairement au dessin de la figure II.12). La distance photocommutateur / génération est d'environ $300 \mu\text{m}$ (mesurée sur un moniteur relié à une caméra CCD qui recueille l'image du circuit à travers un microscope).

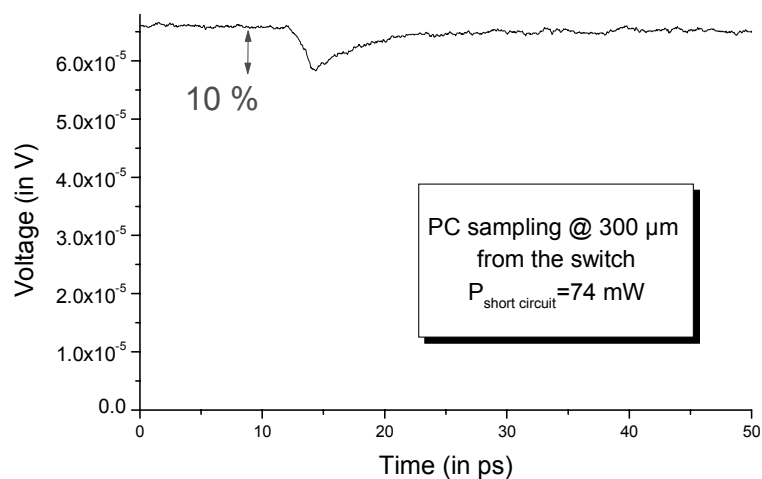


figure II.13 : mesure de la variation absolue du signal mesuré

La figure II.14 représente une impulsion générée à environ 200 μm du photocommutateur *b* avec une puissance de génération de 1,8 mW et sous une tension de 18 V. Il s'agit d'une courbe identique à celle de la figure II.13, mais qui a été soustraite du fond continu simplement en positionnant le hacheur sur le faisceau de génération. Elle présente une largeur à mi-hauteur de 2 ps et un temps de montée 10%-90% de 1,5 ps. Les petites oscillations observées sont probablement dues aux réflexions du champ générées sur la face inférieure du substrat [Desplanque03].

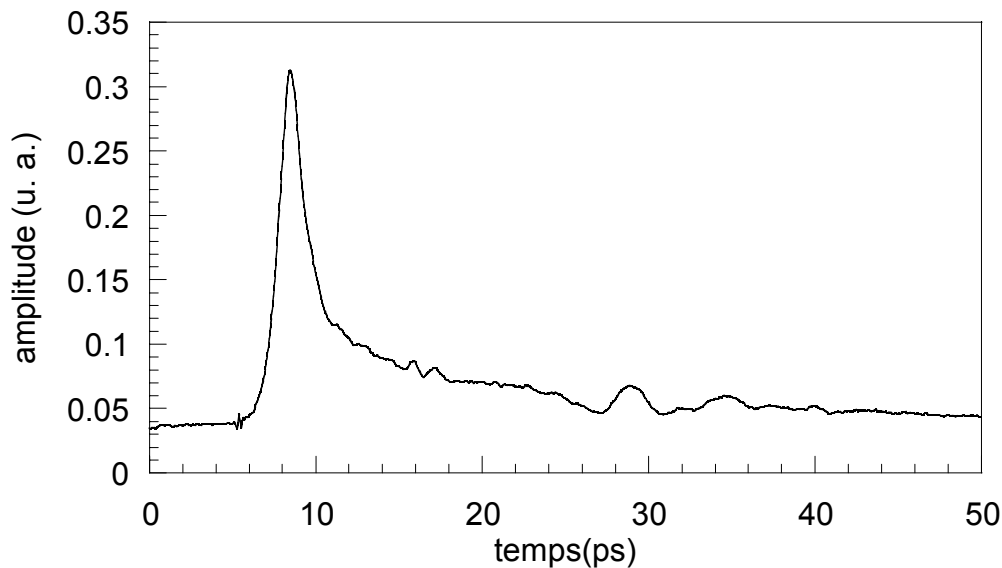


figure II.14 : impulsion mesurée par échantillonnage photoconductif

La figure II.15 représente la mesure de l'impulsion initiale, générée avec 20 mW de puissance sur le photocommutateur *c* polarisé sous 18 V, ainsi que différents échos qui apparaissent car la fenêtre de mesure est plus longue que sur les figures précédentes. Le premier écho (2) est probablement dû à la réflexion sur le fil de connexion qui est collé avant la fin de la ligne et le deuxième écho (3) est dû à la réflexion en bout de ligne. Le temps de propagation, calculé en considérant la permittivité du milieu effectif $\frac{\epsilon_r + 1}{2}$, correspond approximativement au temps d'aller retour entre le point de génération et le bout de ligne séparés d'environ 4 mm. Le calcul nous donne 60 ps de temps d'aller-retour contre des mesures de 62 ps (pic 2) et 70 ps (pic 3), la mesure étant réalisée sur le maximum de l'impulsion. La différence semble être due au fait que les fréquences élevées se propagent essentiellement dans le milieu dont la permittivité est la plus grande, diminuant ainsi la vitesse de propagation [Frankel91].

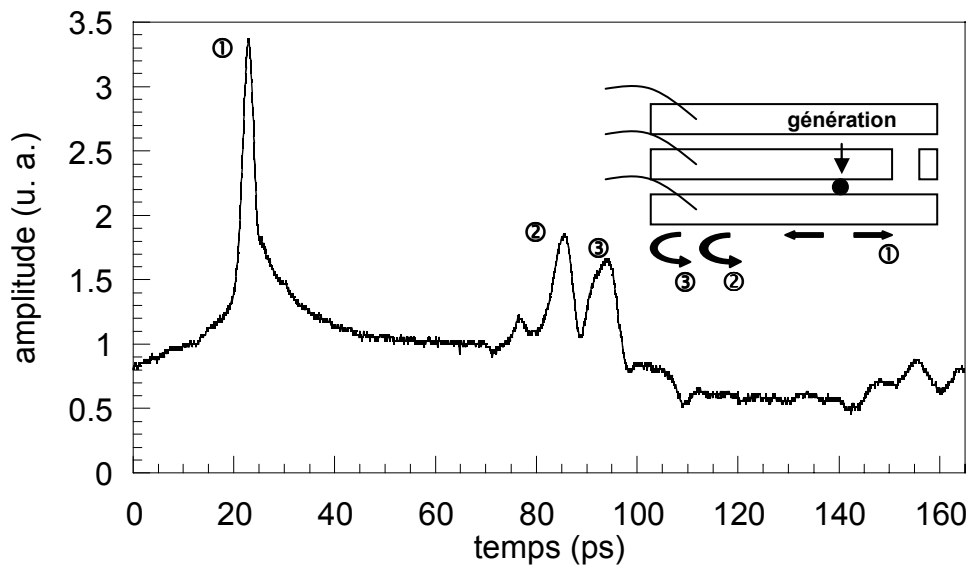


figure II.15 : visualisation des réflexions en bout de ligne

II.4.3 Propagation de l'impulsion

La mesure photoconductive interne permet de générer le signal à un endroit quelconque de la ligne simplement en déplaçant le spot de génération. Il est ainsi possible d'observer la propagation de l'impulsion à des lieux de plus en plus éloignés et ainsi de mesurer son atténuation. La figure II.16 représente une telle mesure réalisée entre 100 μm et 660 μm du photocommutateur *c* polarisé sous 30 V. Les impulsions sont effectivement décalées dans le temps à cause du retard dû à la propagation le long de la ligne. De plus, on observe une atténuation évaluée à 4,5 dB par mm. La mesure de la distance entre les différents points de génération (mesure réalisée avec le système vidéo) n'est pas assez précise pour pouvoir remonter aux paramètres effectifs de la ligne.

On observe que le temps de montée de l'impulsion passe de 1,3 ps à 2,3 ps entre 100 et 660 μm alors que la composante lente du signal reste approximativement constante. Ceci laisse penser que les pertes engendrées lors de la propagation peuvent être dues au rayonnement ou aux pertes diélectriques. En effet, les pertes métalliques ne sont dépendantes de la fréquence que lorsque la ligne présente une épaisseur supérieure à la profondeur d'absorption de l'onde dans le métal à la fréquence considérée (effet de peau). Or, si on considère la géométrie des lignes caractérisées avec une épaisseur d'or de 100 nm, la résistance de la ligne reste constante jusqu'à environ 2 THz, fréquence bien supérieure aux composantes spectrales de l'impulsion. Les pertes métalliques sont donc constantes dans cette gamme de fréquence et n'ont aucune influence sur le temps de montée de l'impulsion. Des simulations [Peytavit02] ont montré que ces pertes dispersives sont en fait principalement dues aux pertes par radiation. En effet, le dessin de nos lignes favorise les pertes radiatives à cause des dimensions de ces lignes qui sont comparables aux longueurs d'onde guidées.

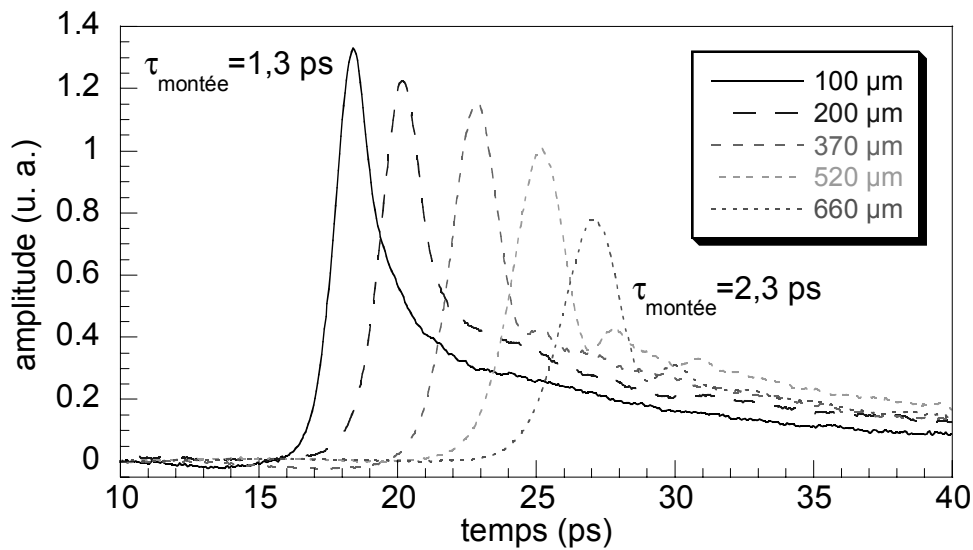


figure II.16 : mesure photoconductive de la propagation de l'impulsion

Grischkowsky [Grischkowsky87] a attribué les pertes par radiation à un phénomène d'onde de choc. Ce phénomène apparaît lorsqu'une onde se déplace dans un milieu à une vitesse supérieure à la vitesse de propagation des ondes dans celui-ci. Or, sur une ligne dont le superstrat est de l'air, la vitesse de l'onde est fixée par l'indice du milieu effectif air + substrat. En première approximation, l'indice effectif de l'onde guidée est $n_{eff} = \frac{n_{substrat} + 1}{2}$

qui est inférieur à $n_{substrat}$. L'énergie de l'onde guidée s'échappe donc dans le substrat, sous la forme d'ondes de choc. On peut noter que, sur un guide d'onde coplanaire à plans de masse semi infini, ces pertes par rayonnement sont proportionnelles au cube de la fréquence et au carré de la dimension transverse de la ligne (espace entre les 2 plans de masse) [Rutledge]. Pour réduire ces pertes il conviendrait donc de réduire cette dimension dans les limites contraintes par les pertes métalliques.

II.4.4 Saturation du matériau et du circuit

La figure II.17 représente les impulsions générées et mesurées par le photocommutateur c polarisé à 30 V pour différentes puissances optiques. Ces mesures font clairement apparaître l'existence de deux effets :

- non-linéarité entre la puissance optique et l'amplitude de l'impulsion
- dépendance de la forme de l'impulsion avec la puissance optique

Nous attribuons ces effets à deux types de non-linéarités :

La première non-linéarité est due à la présence du circuit hyperfréquence qui se dépolarise lorsque la résistance du point de génération diminue. Par conséquent l'amplitude i_{max} de l'impulsion est une fonction sous-linéaire de la puissance optique comme le montre la formule (II.1) [Grigoras91].

$$i_{\max} = \frac{E}{2 \cdot Z_c + R_c + R_{\min}} \quad (\text{II.1})$$

avec E la tension de polarisation, Z_c l'impédance des lignes, R_c les résistances de contact métal-semiconducteur et R_{\min} la résistance minimum du photocommutateur. Cette résistance étant inversement proportionnelle à la puissance optique maximum. Cet effet est fortement limitatif si l'on veut générer des impulsions de forte amplitude

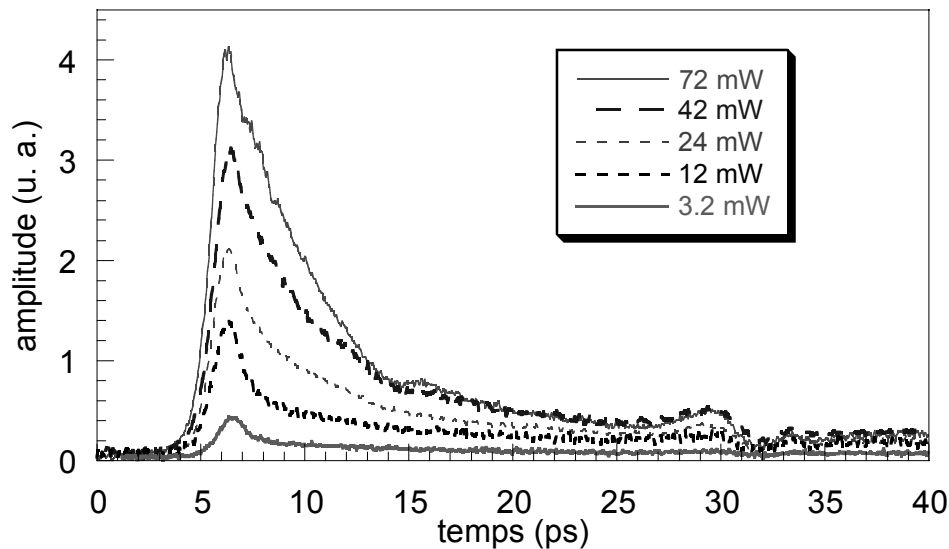


figure II.17 : mesures des impulsions générées pour différentes puissances optiques

On peut observer plus précisément la deuxième non-linéarité sur la figure II.18. Ces mesures normalisées font clairement apparaître un élargissement de l'impulsion sous forte puissance dû à l'augmentation du temps de vie des électrons. Cet effet trouve sa cause dans la saturation du niveau de piège du matériau. Ceci sera plus précisément étudié dans les chapitres 3 et 4.

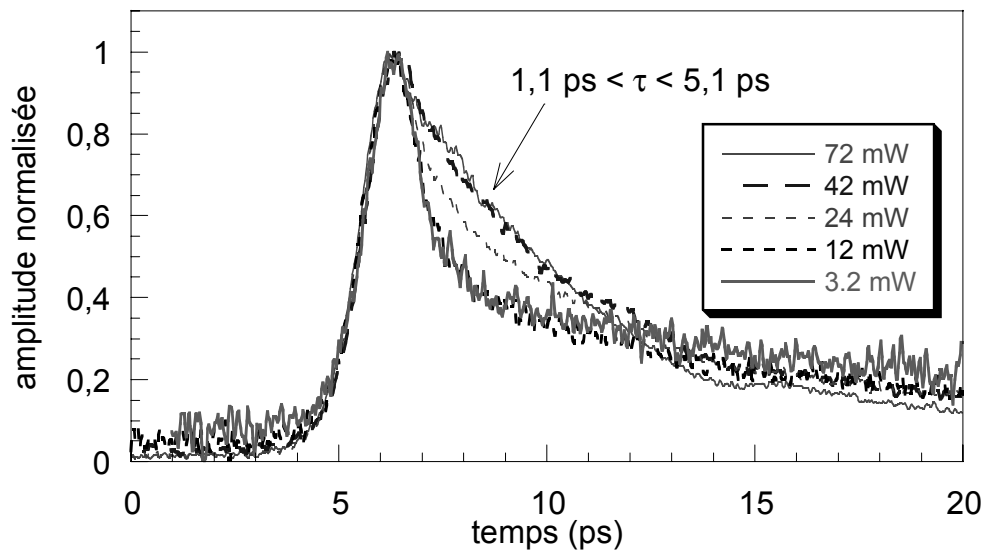


figure II.18 : mesures normalisées des impulsions générées pour différentes puissances optiques

Nous venons de caractériser nos dispositifs par échantillonnage photoconductif. Cette méthode est la plus simple dans le cas de lignes entièrement déposées sur un substrat rapide. La principale limitation de cette mesure est la résolution temporelle, limitée par le temps de vie des porteurs. Nous allons maintenant mettre en œuvre une mesure externe par effet électro-optique, technique dont la résolution n'est pas limitée par les propriétés du matériau.

II.5 Échantillonnage électro-optique

L'échantillonnage électro-optique est une technique de mesure du champ électrique résolue en temps. Cette mesure rapide est possible grâce à la non-linéarité d'un cristal avec le champ électrique et le temps de relaxation extrêmement court de ce phénomène. L'une des premières mesures fut réalisée de manière interne par Meyer en 1985 [Meyer85] sur un circuit générant des impulsions courtes dont le substrat était électro-optique. Avant de présenter les résultats obtenus par cette technique je vais en décrire la théorie simplifiée.

II.5.1 Principe

Le paragraphe suivant détaille le principe de l'effet Pockels utilisé pour l'échantillonnage électro-optique.

II.5.1.1 Rappels de propagation d'ondes lumineuses en milieu linéaire biréfringent

L'effet électro-optique correspond à une modification de la propagation d'une onde optique lors de la traversée de certains matériaux soumis à un champ électrique. En optique classique, la relation constitutive électrique $\vec{D} = f(\vec{E})$, reliant le vecteur déplacement

électrique \vec{D} au vecteur champ électrique \vec{E} dans un matériau est une relation linéaire du champ électrique.

$$\vec{D}(\vec{E}) = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{II.2})$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide et \vec{P} le vecteur polarisation électrique du milieu considéré. \vec{P} est lié linéairement à \vec{E} par l'équation tensorielle $\vec{P} = \epsilon_0 \vec{\chi} \vec{E}$, $\vec{\chi}$ étant le tenseur susceptibilité électrique du milieu. L'équation (II.2) se développe donc en :

$$\vec{D}(\vec{E}) = \epsilon_0 (1 + \vec{\chi}) \vec{E} = \epsilon_0 \vec{\epsilon}_r \vec{E} \quad (\text{II.3})$$

avec $\vec{\epsilon}_r = 1 + \vec{\chi}$, tenseur permittivité relative du milieu considéré. En introduisant le tenseur permittivité absolue du matériau $\vec{\epsilon} = \epsilon_0 \vec{\epsilon}_r$, on écrit finalement la relation constitutive électrique sous la forme :

$$\vec{D}(\vec{E}) = \begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (\text{II.4})$$

Il est toujours possible de choisir un repère (Ox'y'z') tel que les éléments non diagonaux du tenseur permittivité absolue s'annulent :

$$\vec{D}(\vec{E}) = \begin{pmatrix} D_{x'} \\ D_{y'} \\ D_{z'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{x'} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{y'} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{z'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x'} \\ E_{y'} \\ E_{z'} \end{pmatrix} \quad (\text{II.5})$$

Un tel repère est appelé repère diélectrique principal du milieu. Ses axes sont les axes diélectriques du matériau. Nous nous placerons désormais dans ce repère. Les matériaux pour lesquels $\epsilon_{x'} = \epsilon_{y'} = \epsilon_{z'}$ sont isotropes. Dans ces matériaux, la propagation d'une onde optique ne dépendra pas de sa polarisation. Au contraire, dans les matériaux anisotropes, la propagation d'une onde lumineuse dépend de sa polarisation. La vitesse de phase d'une onde polarisée selon un axe i ($i=x,y,z$) est $c_i = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon_i}}$. Le cas d'une onde polarisée de manière quelconque est

plus compliqué et il faut projeter la polarisation selon deux axes de polarisation propres. On résout ce problème à l'aide l'ellipsoïde des indices. Introduisons les indices de réfraction :

$n_i = \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\epsilon_0}} = \frac{c_0}{c_i}$, ou c_0 est la vitesse de la lumière dans le vide. Ecrivons la densité d'énergie

électrique W_e du champ en fonction du déplacement électrique et du champ électrique [Born&Wolf] [Huard]. Dans le repère principal on a :

$$W_e = \epsilon_0 \vec{E} \vec{D} = \epsilon_0 (E_x D_x + E_y D_y + E_z D_z) = \frac{D_x^2}{\epsilon_x} + \frac{D_y^2}{\epsilon_y} + \frac{D_z^2}{\epsilon_z} \quad (\text{II.6})$$

En utilisant les définitions des indices principaux on obtient :

$$W_e = \frac{D_x^2}{n_x^2} + \frac{D_y^2}{n_y^2} + \frac{D_z^2}{n_z^2} \quad (\text{II.7})$$

Effectuons les changements de variable suivant : $x = \frac{D_x}{\sqrt{W_e}}$, $y = \frac{D_y}{\sqrt{W_e}}$, $z = \frac{D_z}{\sqrt{W_e}}$.

On obtient alors une équation donnant l'indice de réfraction rencontré par une onde en fonction de son vecteur déplacement électrique. La surface ainsi définie est l'ellipsoïde des indices du matériau dans son repère diélectrique :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (\text{II.8})$$

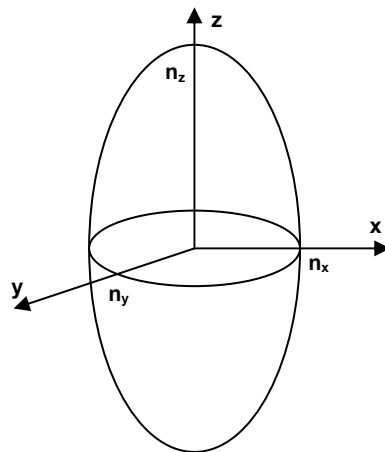


figure II.19 : représentation de l'ellipsoïde des indices

La figure II.19 représente la forme générale de l'ellipsoïde des indices dans son repère diélectrique principal. Pour trouver les directions de polarisation principales pour une onde optique donnée, il faut considérer l'intersection de cette ellipsoïde avec le plan de polarisation de l'onde. Les axes de l'ellipse ainsi définis sont les directions de polarisation principales. La longueur des axes donne l'indice, donc la vitesse de phase, de chacune des deux composantes de polarisation de l'onde.

Prenons par exemple le cas d'un matériau biréfringent uniaxe, c'est-à-dire un matériau possédant un indice ordinaire (soit $n_o = n_x = n_y$) et un indice extraordinaire ($n_e = n_z$). Une onde optique polarisée rectilignement traversant un tel matériau verra sa polarisation transformée en polarisation elliptique à condition que l'onde ne se propage pas selon z . Cet effet est par exemple exploité dans les lames quart ou demi-onde.

II.5.1.2 Susceptibilité et polarisation non-linéaire pour l'effet Pockels

Pour décrire l'effet Pockels il faut étendre ces grandeurs d'optique classique en prenant en compte les effets non-linéaires. En optique non-linéaire le déplacement électrique

\vec{D} n'est plus une fonction linéaire du champ électrique \vec{E} mais peut être développé en série de \vec{E} [Bloembergen] [Shen] :

$$\vec{\chi} = \vec{\chi}(\vec{E}) = \vec{\chi}^{(1)} + \vec{\chi}^{(2)}\vec{E} + \vec{\chi}^{(3)}\vec{E}^2 + \dots \quad (\text{II.9})$$

Le premier terme $\vec{\chi}$ correspond à la susceptibilité employée en optique linéaire. L'apparition d'ordres supérieurs est expliqué physiquement par une distorsion du nuage électronique des atomes ou des molécules induit par le champ électrique appliqué [Shen]. Le terme en $\vec{\chi}^{(2)}$ permet de rendre compte des interactions à deux ondes : doublement de fréquence, redressement optique ou effet électro-optique linéaire (effet Pockels). Dans ce dernier cas, la deuxième onde (le champ appliqué) est considérée comme ayant une fréquence nulle : $\vec{E}(0)$. La pulsation de l'onde optique est notée ϖ dans les formules suivantes.

Dans le cas d'un matériau électro-optique, nous allons considérer la perturbation créée par le champ électrique sur l'ellipsoïde des indices à partir des grandeurs précédemment définies. On peut réécrire la relation liant \vec{D} à \vec{E} :

$$\vec{D}(\vec{E}) = \varepsilon_0 \left(\vec{\varepsilon}_r(\varpi) + \vec{\chi}^{(2)}(\varpi)\vec{E}(0) \right) \vec{E}(\varpi) \quad (\text{II.10})$$

En appelant $\vec{\varepsilon}_r^P(\varpi) = \vec{\varepsilon}_r(\varpi) + \vec{\chi}^{(2)}(\varpi)\vec{E}(0)$ le tenseur permittivité relative Pockels, on obtient :

$$\vec{D}(\vec{E}) = \varepsilon_0 \left(\begin{pmatrix} \varepsilon_1^L & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2^L & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3^L \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \varepsilon_1^{NL} & \varepsilon_6^{NL} & \varepsilon_5^{NL} \\ \varepsilon_6^{NL} & \varepsilon_2^{NL} & \varepsilon_4^{NL} \\ \varepsilon_5^{NL} & \varepsilon_4^{NL} & \varepsilon_3^{NL} \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \vec{\varepsilon}_r^P(\varpi) \vec{E}(\varpi) \quad (\text{II.11})$$

Avec $\varepsilon_i^{NL} = \sum_k \chi_{ik}^{(2)} E_k(0)$ et la matrice linéaire définie de la même manière que dans l'équation (II.5). On peut alors écrire la densité d'énergie électrique $W_e = \varepsilon_0 \vec{E} \vec{D}$ mais à partir de l'équation (II.11) inversée en exprimant le champ \vec{E} en fonction du champ \vec{D} :

$$W_e = \varepsilon_0 \vec{E} \vec{D} = \left(\left(\vec{\varepsilon}_r^P \right)^{-1} \vec{D} \right) \vec{D} \quad (\text{II.12})$$

En développant cette forme et en posant $\left(\frac{1}{n^2} \right)_i = \left(\left(\vec{\varepsilon}_r^P \right)^{-1} \right)_{ii}^{NL} = r_{ij} E_j^0$ on obtient finalement :

$$\begin{aligned} & x^2 \left(\frac{1}{n_x^2} + r_{11} E_x^0 + r_{12} E_y^0 + r_{13} E_z^0 \right) + y^2 \left(\frac{1}{n_y^2} + r_{21} E_x^0 + r_{22} E_y^0 + r_{23} E_z^0 \right) + z^2 \left(\frac{1}{n_z^2} + r_{31} E_x^0 + r_{32} E_y^0 + r_{33} E_z^0 \right) \\ & + yz \left(r_{41} E_x^0 + r_{42} E_y^0 + r_{43} E_z^0 \right) + xz \left(r_{51} E_x^0 + r_{52} E_y^0 + r_{53} E_z^0 \right) + xy \left(r_{61} E_x^0 + r_{62} E_y^0 + r_{63} E_z^0 \right) = 1 \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

les r_{ij} étant définis comme les coefficients électro-optiques du matériau. Ces coefficients sont listés dans la littérature pour de nombreux matériaux intéressants [Yariv]. Cette dernière équation II.12 est l'ellipsoïde des indices d'un matériau électro-optique sous champ statique. Par rapport au cas non perturbé, l'ellipsoïde a été déformée et le tenseur permittivité n'est plus sous sa forme diagonale dans le repère diélectrique.

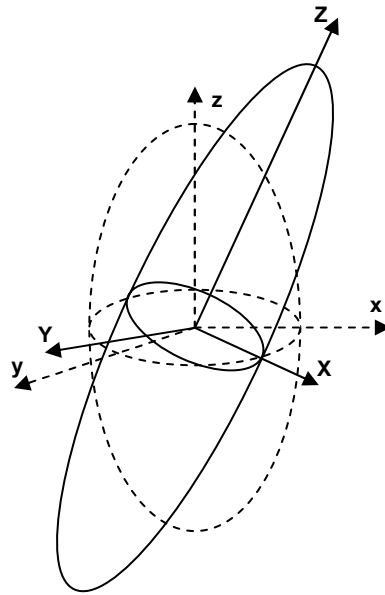


figure II.20 : représentation de l'ellipsoïde des indices d'un matériau électro-optique sous champ appliqué dans son repère diélectrique

Pour déterminer la variation de la polarisation de l'onde optique transmise sous l'effet du champ appliqué, il est pratique de diagonaliser l'équation (II.12). Cette méthode est difficilement exploitable dans le cas général car le tenseur résultant ne possède que peu d'éléments non nuls et indépendants. On trouve cependant dans la littérature de nombreux exemples de calculs électro-optiques pour des matériaux présentant un tenseur électro-optique simple comme les matériaux isotropes ou uniaxes [Duvillaret94].

II.5.2 Application à la mesure du champ électrique

Dans le cadre de ce travail, nous utiliserons un cristal électro-optique de tantalate de lithium (LiTaO_3). Ce cristal est classiquement utilisé en échantillonnage électro-optique en raison de son fort coefficient électro-optique r_{33} . Son orientation standard (axe c du cristal parallèle à z) conduit pour une longueur d'onde de 633 nm au tenseur électro-optique suivant [Yariv] :

$$r^{eo} = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 7,5 \\ 0 & 1 & 7,5 \\ 0 & 0 & 33 \\ 0 & 20 & 0 \\ 20 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ en pm/V} \quad (\text{II.14})$$

Ce cristal est biréfringent. Ses indices sont $n_o=2,176$ et $n_e=2,180$ à 633 nm. Il a été démontré que pour bénéficier du maximum de sensibilité, le champ électrique doit être appliqué selon l'axe standard du cristal et la polarisation de la lumière à 45° de cet axe afin de bénéficier de

la combinaison linéaire de deux coefficients électro-optiques et d'être en régime linéaire entre la rotation de l'onde optique et l'amplitude du champ électrique [Riolland00]. De plus, cette orientation présente l'avantage de n'être sensible qu'à une seule composante du champ électrique. Le schéma de principe de cette mesure est montré ci-dessous.

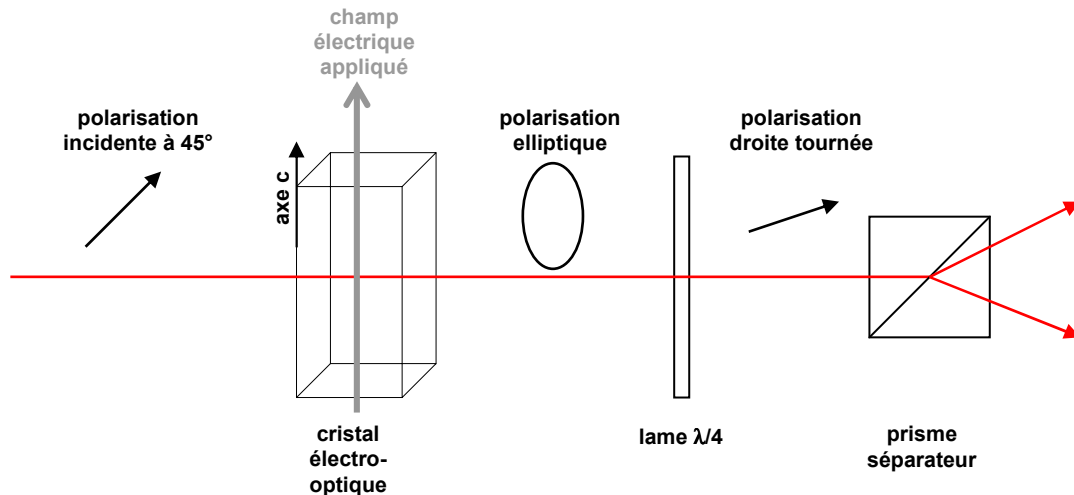


figure II.21 : schéma de principe de la mesure électro-optique

La lumière incidente traverse le cristal à 45° de son axe principal. Après le cristal, la polarisation est elliptique à cause de la biréfringence du cristal et du déphasage induit par le champ électrique sur le cristal électro-optique. La lame $\lambda/4$ transforme cette polarisation elliptique en polarisation droite. L'orientation de cette polarisation est directement dépendante de la valeur du champ électrique. Ensuite, les 2 composantes perpendiculaires sont séparées afin de réaliser une mesure différentielle de la puissance optique.

II.5.3 Mise en œuvre

L'arrangement optique utilisé pour notre mesure est représenté sur la figure II.22. Le cristal de tantalate de lithium a les dimensions suivantes : $0,5 \times 1 \times 2 \text{ mm}^3$. Afin de renvoyer le faisceau sonde sur le détecteur sans éclairer le dispositif à tester, il a subi un traitement diélectrique réfléchissant à 800 nm sur une des plus grandes faces, celle qui est au contact du circuit. Le cristal est simplement posé sur les lignes (figure II.23) et son axe principal est placé dans la direction du champ à mesurer. La première lame $\lambda/2$ tourne la polarisation verticale du laser en polarisation à 45° par rapport à l'axe standard du cristal. C'est une lame du premier ordre qui n'augmente pratiquement pas la durée de l'impulsion optique.

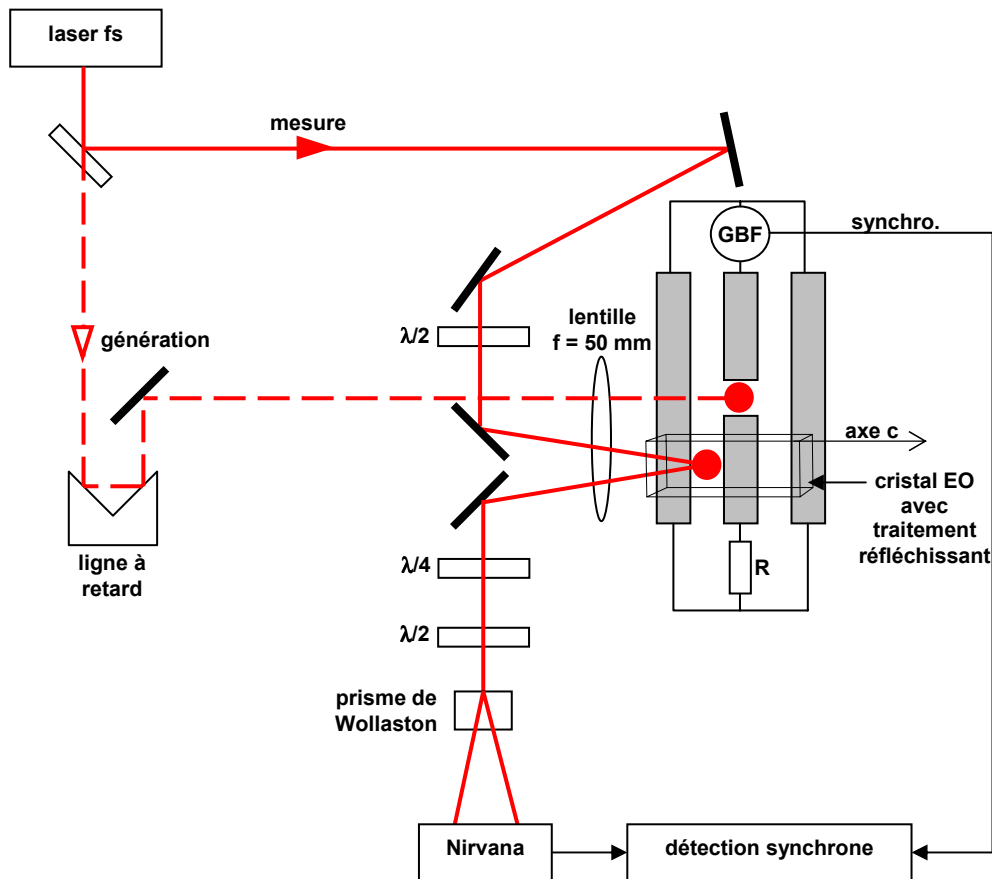


figure II.22 : schéma expérimental de l'échantillonnage électro-optique

La lame $\lambda/4$ transforme la polarisation elliptique en polarisation droite. C'est aussi une lame du premier ordre bien que la dispersion engendrée par les éléments en aval de l'interaction électro-optique soit sans importance. La deuxième lame $\lambda/2$ associée au prisme de Wollaston répartit les puissances de chaque composante de la polarisation droite sur le détecteur Nirvana (New Focus) à double photodiodes. Ce détecteur est auto-équilibré, c'est-à-dire que l'électronique interne est contre-réactionnée de manière à fournir un signal de sortie de moyenne nulle. Cette contre-réaction se fait sur une bande passante dont la fréquence est très basse (réglable quelques Hz à quelques dizaines de Hz) et les variations lentes (comme la variation de la puissance du laser ou de sa polarisation) sont annulées. De cette manière, seule les variations de fréquences plus hautes (à la fréquence de modulation) sont différenciées et amplifiées. La bande passante du détecteur est de 125 kHz et correspond environ à la bande passante de la détection synchrone (100 kHz).

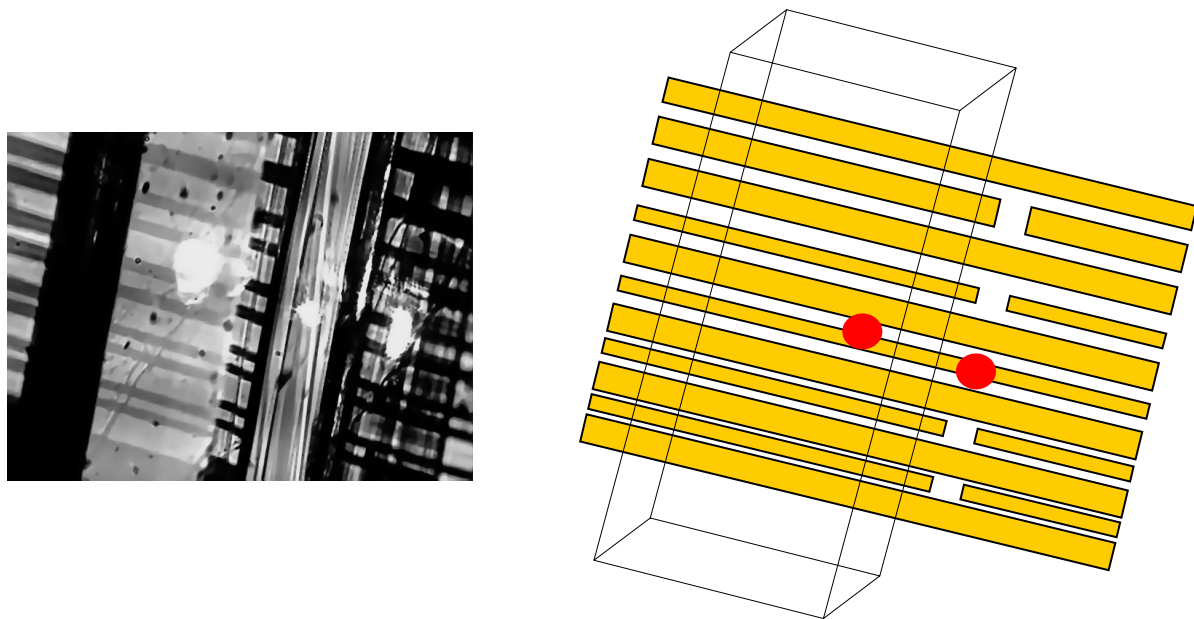


figure II.23 : photographie et représentation schématique du cristal EO posé sur les PC

La modulation choisie est électrique, c'est-à-dire qu'on module la tension de polarisation du photocommutateur. Ce type de modulation offre trois avantages par rapport à la modulation par hacheur optique. Tout d'abord, la fréquence de modulation peut être bien supérieure (100 kHz contre 4 kHz pour le hacheur). Cette modulation à haute fréquence permet de réduire le bruit (qui est principalement un bruit en $1/f$ issu du laser [Riolland00]) et de gagner en dynamique. Ensuite, la modulation électrique permet de s'affranchir de la lumière diffusée par le hacheur vers le photodétecteur. Bien que cette perturbation soit faible à priori, la lumière diffusée à la fréquence de modulation peut noyer le signal électro-optique. Enfin, l'éclairement du dispositif étant continu, les éventuels effets thermiques dus à la relaxation énergétique des photoporteurs et/ou à l'effet Joule ne sont alors pas modulés et ne sont donc pas détectés par la détection synchrone. La fréquence de modulation est choisie à 80 kHz, valeur qui présente le meilleur rapport signal/bruit. D'un point de vue expérimental nous avons observé qu'un signal électrique carré offrait le meilleur taux de modulation.

La ligne est chargée par une résistance de 100Ω . On notera que la résistance se trouve physiquement à plus d'un mètre du photocommutateur et que le signal hyperfréquence ne la « voit » donc pas. La fonction de cette résistance est uniquement de vider les charges accumulées par la ligne afin de garder son potentiel moyen proche de 0 V. Sa valeur doit être fixée de manière à garantir cette contrainte et celle-ci peut être remplacée par un ampèremètre lors des réglages.

II.5.4 Cartographie du champ électrique

La technique de mesure est décrite sur la figure II.24. La configuration expérimentale ne permettant pas de ne déplacer que le faisceau sonde, on translate l'ensemble ligne-cristal

pour effectuer cette mesure. La dimension de la ligne centrale est $40\ \mu\text{m}$, la largeur des plans de masse est $100\ \mu\text{m}$ et l'espace entre les rubans est de $25\ \mu\text{m}$. Une tension de $\pm 10\text{V}$ modulée à $80\ \text{kHz}$ est directement appliquée sur la ligne.

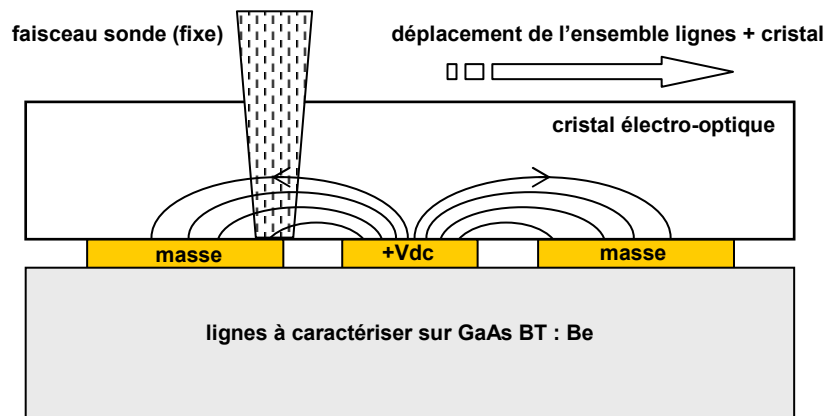


figure II.24 : méthode de cartographie du champ statique

Le résultat de cette mesure est présenté sur la figure II.25. Etant donné le positionnement de l'axe principal du cristal, on ne mesure que la composante traverse du champ électrique.

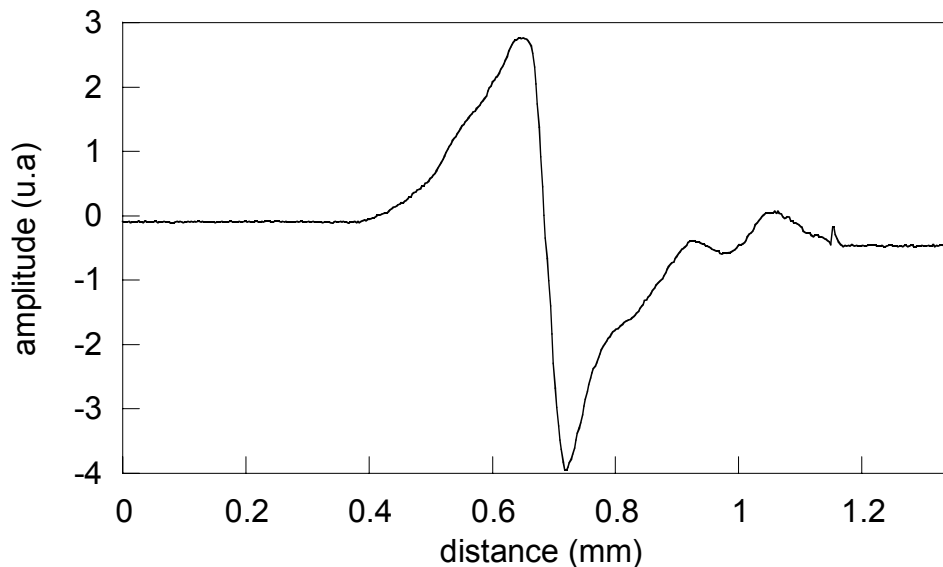


figure II.25 : cartographie du champ électrique sur le photocommutateur *b*

Le profil du champ présente une partie positive et une négative puisque le champ change de sens dans la direction transverse. De plus il s'annule au milieu du ruban central. La mesure n'est pas parfaitement symétrique car le cristal n'est pas parfaitement collé à la ligne et des impuretés (poussières) peuvent en faire varier la hauteur. Or la sensibilité de la mesure est fortement dépendante de la hauteur du cristal par rapport aux lignes [Rialland00]. La résolution spatiale de la mesure étant limitée par le diamètre du faisceau sonde ($18\ \mu\text{m}$ dans l'air), on ne distingue pas le renforcement du champ électrique sur les cotés des lignes causé

par l'effet de bord. Outre une cartographie du champ électrique, cette mesure permet de placer la sonde à l'endroit où le champ mesuré est maximum afin d'obtenir la meilleure sensibilité lors de la mesure impulsionnelle.

II.5.5 Mesures impulsionnelles

Une première mesure de l'impulsion générée par le photocommutateur *b* est représentée sur la figure II.26. Le photocommutateur est polarisé avec ± 20 V et est éclairé avec une puissance moyenne de 16 mW. La puissance optique de mesure est de 15 mW et la distance entre le spot de sonde et le photocommutateur est d'environ 150 μm .

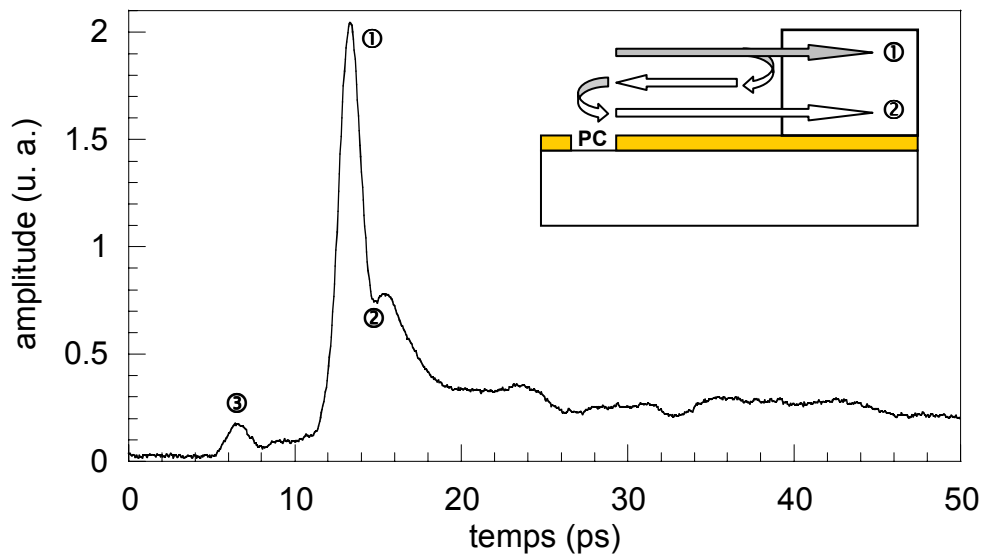


figure II.26 : impulsion mesurée par échantillonnage électro-optique

L'impulsion mesurée a une largeur à mi-hauteur de 1,7 ps et un temps de montée 10%-90% de 1,5 ps. Cependant on ne distingue pas la décroissance exponentielle du signal alors qu'une bosse négative (notée 2 sur la mesure) apparaît sur cette partie. Cette bosse peut être attribuée à la réflexion négative du signal initial 1 sur le cristal puis une réflexion positive sur le photocommutateur qui présente une forte résistance à cet instant (voir encart de la figure II.26). Le retard entre les deux pics est de 1,6 ps ce qui correspond à une distance de propagation de 200 μm sur nos lignes. Cette distance est approximativement la distance aller-retour entre le cristal et le photocommutateur. Ce phénomène peut être assimilé à une interférence destructive et justifie la largeur du signal, plus faible que la largeur mesurée par échantillonnage photoconductif (1,7 ps contre 2 ps). Ce phénomène a déjà été observé dans [Rialland00] mais pour une distance photocommutateur/cristal supérieure et présentant ainsi une séparation temporelle nette entre l'impulsion initiale et l'impulsion réfléchie. L'origine de la pré-impulsion notée 3 n'est pas encore bien comprise. Les oscillations sur la partie lente du signal sont une combinaison des réflexions sur la face inférieure du substrat et la face supérieure du cristal. On observe que la mesure ne présente pas de fond continu par

opposition aux mesures par échantillonnage photoconductif et électro-absorption (aucune correction numérique n'a été effectuée).

La figure II.27 représente le même type de mesure mais du côté de la charge et du côté de la polarisation. Le schéma en encart indique le principe. En pratique on ne change aucun réglage optique puisqu'il suffit d'échanger les branchements de la charge et de la polarisation pour faire cette mesure. La distance entre le photocommutateur et le lieu de mesure est d'environ $400\ \mu\text{m}$ et le temps d'acquisition est porté à $100\ \text{ps}$. On observe des oscillations vers $70\ \text{ps}$. Ces oscillations proviennent de la réflexion du signal sur la face postérieure du cristal. Le temps d'aller retour (environ $60\ \text{ps}$) correspond à une distance de propagation de $3,6\ \text{mm}$ dans le milieu effectif constitué par le cristal ($\epsilon_r = 40$) et le substrat ($\epsilon_r = 12$). Cette distance correspond parfaitement à la distance aller-retour entre le point de mesure et la face postérieure du cristal.

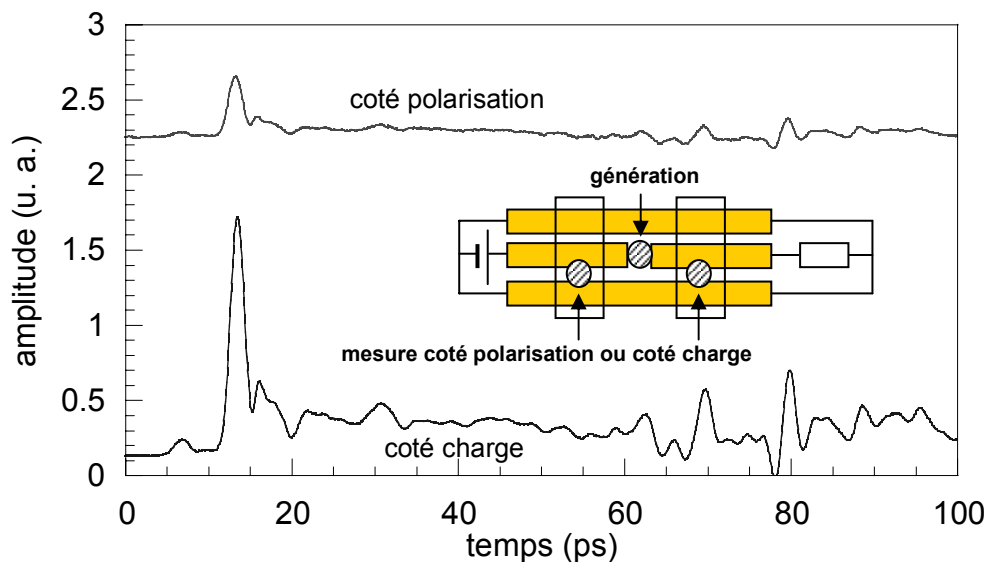


figure II.27 : mesures des impulsions du côté de la charge et de la polarisation

En revanche, on observe deux phénomènes inexpliqués actuellement sur la mesure côté polarisation. Premièrement l'impulsion est positive alors qu'on s'attend à observer une valeur négative. De plus, l'amplitude de cette impulsion est trois fois moindre que celle de l'impulsion du côté de la polarisation (rappelons que la mesure est parfaitement linéaire) alors que les deux impulsions devraient théoriquement être opposées et de même amplitude. Une justification possible de ces phénomènes est l'illumination du photocommutateur sur une surface trop large et atteignant les plans de masse. Dans ce cas le potentiel de la masse se trouve fortement perturbé et le signal n'est plus celui que l'on pourrait attendre en théorie.

II.5.6 Propagation de l'impulsion

La figure II.28 représente la propagation de l'impulsion entre $250\ \mu\text{m}$ et $750\ \mu\text{m}$ du photocommutateur *b*. L'effet de la réflexion sur le photocommutateur et le cristal est encore

plus marqué que dans le cas précédant car la position de ce dernier a été modifiée. Ainsi l'interférence destructive induit une partie négative sur le signal mesuré. L'atténuation calculée est de 4,5 dB par mm et correspond à la mesure effectuée par échantillonnage photoconductif. En revanche, le temps de montée ne varie quasiment pas comme on peut l'observer sur la figure II.29. Cet effet semble être dû à la présence du cristal sur la ligne. En effet nous avons vu que la dispersion à ces fréquences dans des guides d'onde coplanaire est principalement attribuée au rayonnement dû aux ondes de choc [Desplanque03]. Ici le cristal de tantalate de lithium n'est pas parfaitement collé sur la ligne mais est séparé de celle-ci par un espace dû aux poussières. L'indice effectif que voit l'onde est donc l'indice air+GaAs BT+tantalate de lithium. Si une faible partie de l'onde pénètre dans le cristal, alors l'indice du milieu effectif du superstrat (air+tantalate de lithium) peut être proche de celui du substrat. Dans, ce cas, l'onde se déplace dans le GaAs BT à sa vitesse de propagation normale et le phénomène d'onde de choc n'apparaît pas. En revanche, l'onde se déplace dans le tantalate de lithium à une vitesse supérieure à sa vitesse de propagation, faisant ainsi apparaître une onde de choc et donc des pertes par rayonnement. Mais si seulement une faible partie de l'onde pénètre effectivement dans le cristal alors l'énergie rayonnée dans le cristal reste faible elle aussi. On observe donc que la dispersion due aux rayonnements est fortement atténuée grâce à la présence du cristal sur la ligne et l'ensemble du dispositif réalise un très bon guide d'onde aux fréquences térahertz en terme de dispersion.

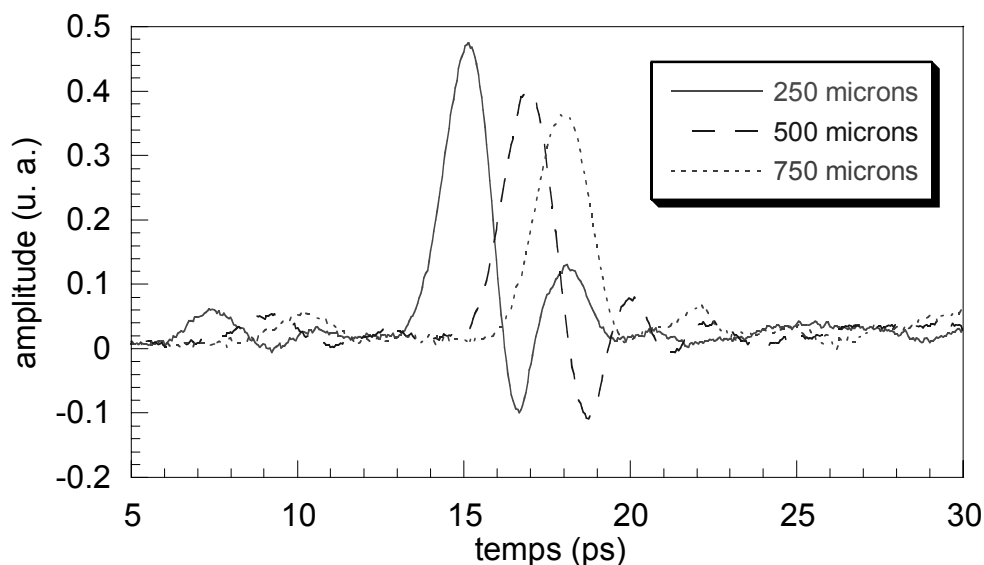


figure II.28 : mesure électro-optique de la propagation de l'impulsion

On se retrouve dans une configuration géométrique proche de celle d'une « structure enterrée » moins dispersive, ce qui explique la faible distorsion des impulsions même après 0,5 mm de propagation (figure II.29).

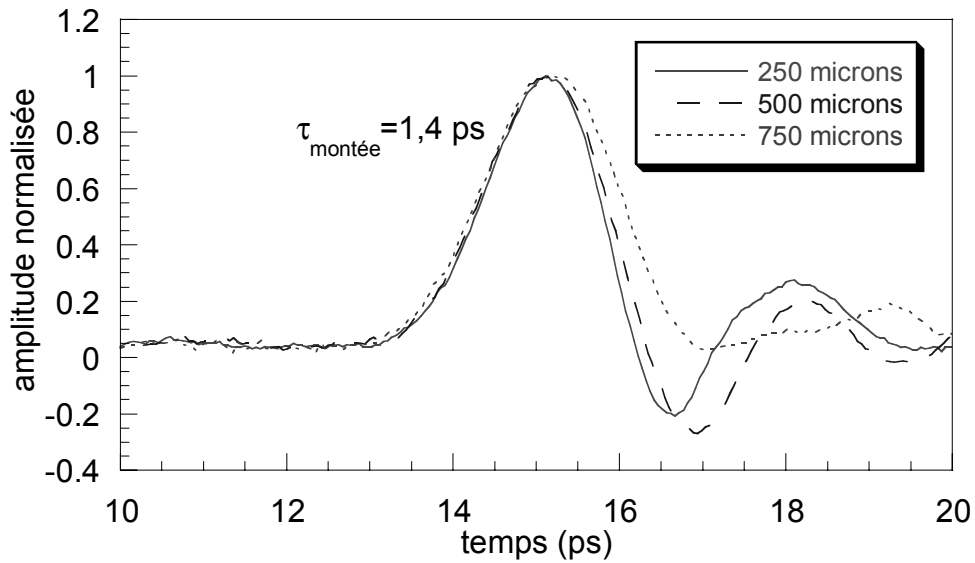


figure II.29 : figure II.28 normalisée et centrée

II.5.7 Saturation du circuit et du matériau

Comme en échantillonnage photoconductif, on mesure la forme de l'impulsion pour différentes puissances optiques à une distance d'environ 200 μm du photocommutateur (figure II.30). On observe toujours une non-linéarité entre l'amplitude de l'impulsion générée et la puissance optique.

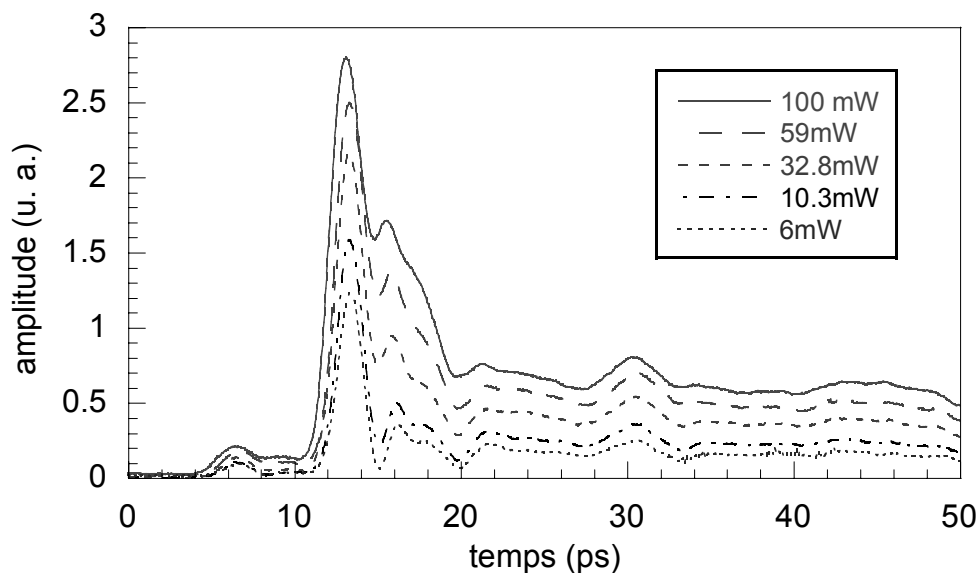


figure II.30 : mesures des impulsions générées pour différentes puissances optiques

Afin d'observer l'allongement de l'impulsion, on normalise cette mesure (figure II.31). On voit effectivement ce phénomène dû à la saturation du niveau de piège du matériau, mais la perturbation engendrée par le cristal rend difficile l'interprétation exacte de cette mesure.

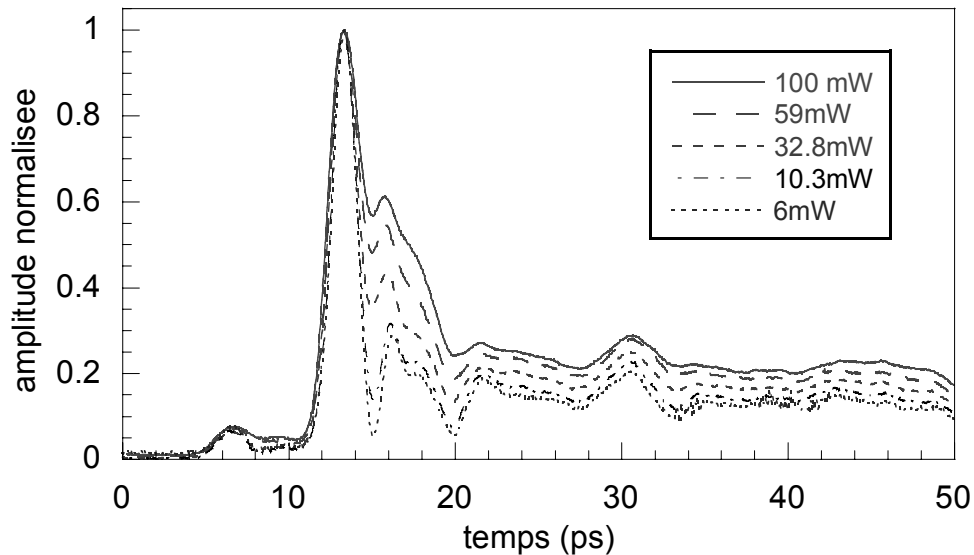


figure II.31 : mesures normalisées des impulsions générées pour différentes puissances optiques

II.5.8 Caractérisation de différents photocommutateurs

La figure II.32 représente les impulsions générées par les photocommutateurs *a*, *b* et *c* et mesurées à une distance d'environ 100 μm du photocommutateur. Les dispositifs sont polarisés avec ± 20 V et éclairés avec 15 mW de puissance moyenne. Outre l'amplitude différente entre chaque photocommutateur on observe une forme légèrement différente sur la partie décroissante. Cet effet est causé par le cristal qui n'est pas parfaitement perpendiculaire aux lignes et qui engendre donc des réflexions légèrement décalées sur chaque photocommutateur. Quand aux amplitudes, les mesures effectuées sur les photocommutateurs *a* et *b* ne peuvent pas être directement comparées avec la mesure effectuée sur le photocommutateur *c* étant donné la différence d'espace entre la ligne centrale et la masse. La seule différence entre les photocommutateurs *a* et *b* étant la largeur des doigts (0,5 μm pour le *a* et 1 μm pour le *b*) on peut supposer que le photocommutateur *a* est moins efficace que le *b* à cause des pertes ohmiques supérieures.

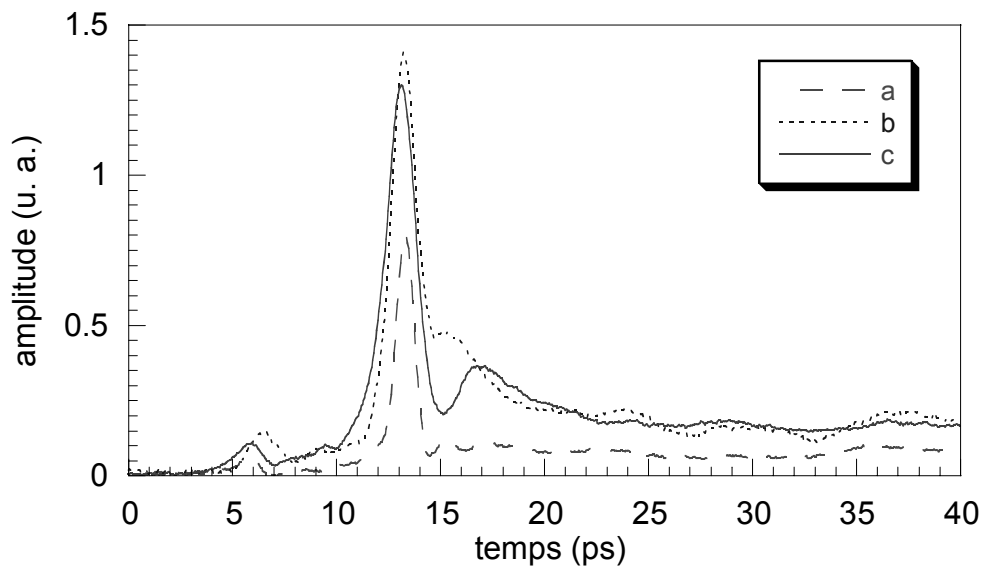


figure II.32 : mesures des impulsions générées par les photocommutateurs *a b* et *c*

La figure II.33 représente la même mesure normalisée. La largeur des impulsions est différente et varie de la même manière que la capacité de chaque photocommutateur. Les photocommutateurs et leurs impulsions générées possèdent les caractéristiques suivantes :

| PC | amplitude relative exp. | capacité théo. (fF) | durée à mi-hauteur exp. (ps) | temps de montée exp. (ps) | constante $2Z_c \times C$ théo. (ps) | rapport de C par rapport au PC a |
|----|-------------------------|---------------------|------------------------------|---------------------------|--------------------------------------|----------------------------------|
| a | 0,56 | 3,5 | 1 | 1 | 0,350 | 1 |
| b | 1 | 4,3 | 1,64 | 1,25 | 0,430 | 1,23 |
| c | 0,91 | 8 | 1,8 | 2,26 | 0,800 | 2,28 |

tableau II.1 : caractéristiques des photocommutateur et des impulsions générées

On observe effectivement que le photocommutateur *a*, dont la capacité est la plus petite, génère l'impulsion la plus brève (1 ps à mi-hauteur). De plus, on peut constater une excellente corrélation entre le rapport des temps de montée et le rapport des capacités, normalisé par rapport au photocommutateur *a*. Cette mesure est parfaitement en accord avec [Chou92]. Cette comparaison ne peut malheureusement pas être effectuée pour la largeur de l'impulsion car le front descendant est perturbé par le cristal.

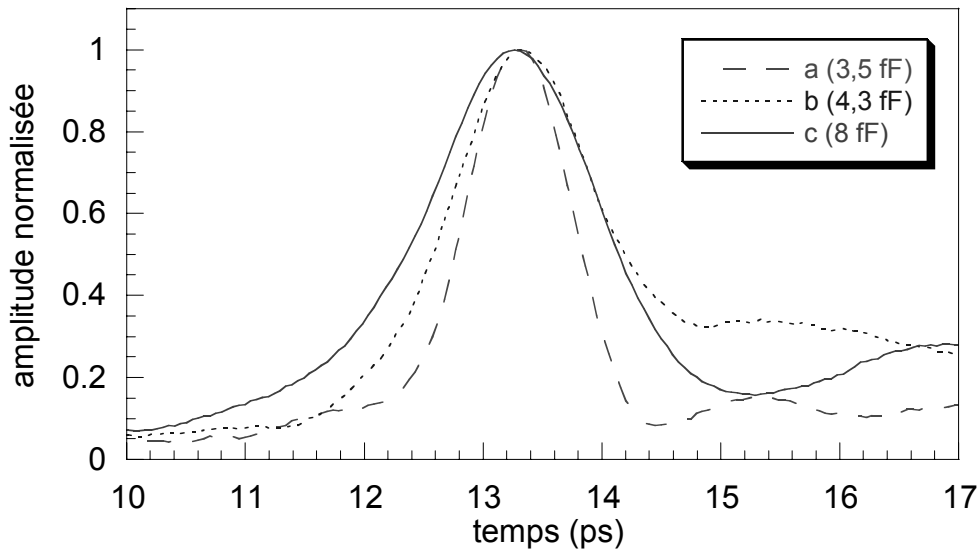


figure II.33 : mesures normalisées des impulsions générées par les photocommutateurs *a*, *b* et *c*

II.5.9 Impulsion générée par court-circuit du ruban central

Cette dernière mesure est effectuée non pas en générant le signal avec le photocommutateur mais en court-circuitant le ruban central du photocommutateur *b* avec un plan de masse. La mesure (figure II.34) est effectuée par échantillonnage électro-optique environ 800 μm plus loin. Le ruban est polarisé à ± 20 V.

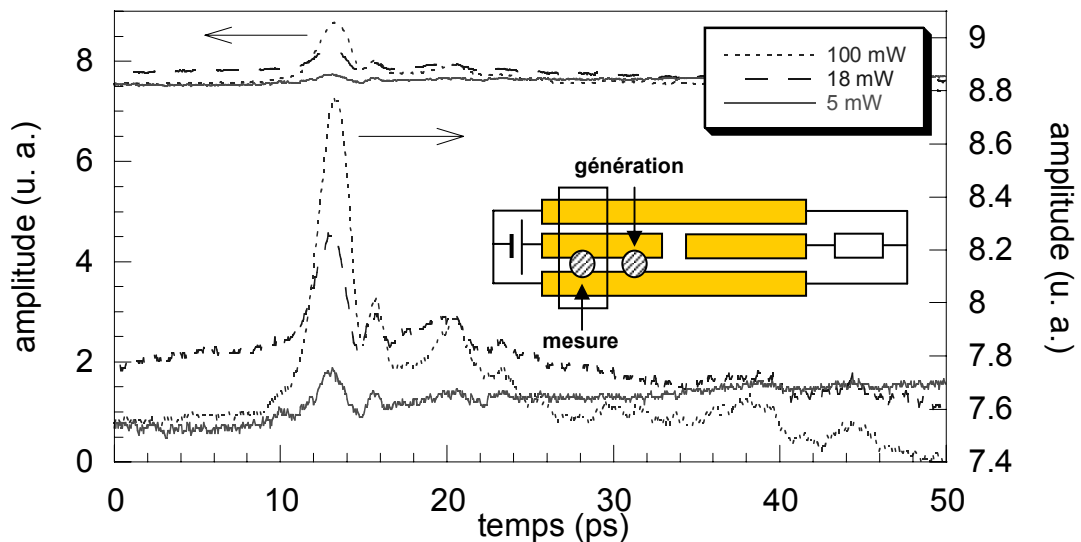


figure II.34 : mesure d'impulsions générées par court-circuit du ruban central

L'échelle de gauche correspond à la valeur absolue du signal mesuré et l'échelle de droite est un grossissement de cette mesure. Le fond continu correspond à la valeur de la tension statique. On voit que ce type de génération n'est pas très efficace en terme d'amplitude car il

faut éclairer l'espace inter-lignes avec 100 mW pour avoir un signal sortant clairement du bruit. La largeur à mi-hauteur est alors de 2 ps. Ce type de génération offre généralement les temps de réponse les plus brefs grâce à la quasi absence de capacité au niveau du court-circuit [Grischkowsky88]. Ici, la distance élevée entre la génération et la mesure entraîne une dispersion de l'impulsion et explique la largeur relativement élevée de celle-ci (2 ps à mi-hauteur).

II.5.10 Mesure de l'amplitude des impulsions en fonction de la tension de polarisation

Enfin, nous avons mesuré l'amplitude des pics par échantillonnage électro-optique en fonction de la tension de polarisation. On observe clairement sur la figure II.35 une non linéarité entre l'amplitude de l'impulsion générée et la tension de polarisation. Chaque mesure est ajustée avec une courbe de type $y=x^a$ avec a variant entre 1,8 pour la puissance optique la plus faible à 2,3 pour la puissance optique la plus forte. Les mesures de courant moyen en éclairage impulsionnel et continu présentent le même type de variation.

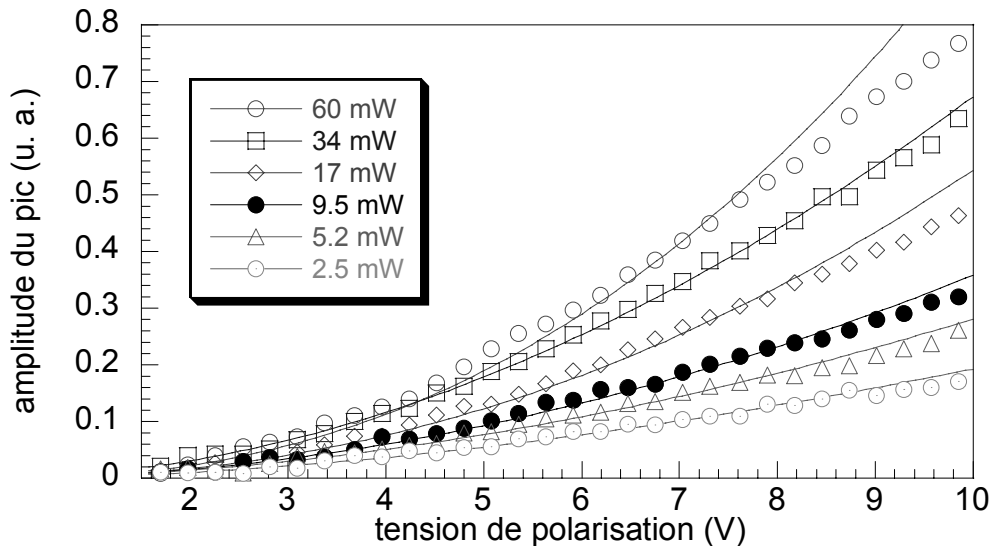


figure II.35 : amplitude des impulsions en fonction de la tension de polarisation pour plusieurs puissances optiques et ajustements associés

Ce comportement non ohmique a déjà été observé sur du GaAs BT [Brown94] et sur des matériaux comportant des pièges. Il semble correspondre au phénomène traditionnellement appelé « Space Charge Limited Current » (SCLC) qui se formule de la manière suivante [Rose] :

$$J = \frac{9}{8} \theta \mu \epsilon \frac{V^2}{L^3} \quad (\text{II.15})$$

avec μ la mobilité des porteurs, ϵ la constante diélectrique du matériau, V la tension de polarisation, L l'espace entre les électrodes et θ le rapport entre la densité de porteurs libres et de porteurs piégés. Dans notre cas la variation expérimentale du courant est approximativement fonction du carré de la tension et correspond bien à cette théorie.

II.6 Échantillonnage par effet Franz-Keldysh

En 1958, Franz [Franz58] et Keldysh [Keldysh58] ont développé indépendamment la théorie des transitions optiques "interbande" dans les semi-conducteurs en présence d'un champ électrique quasi-statique. Cette théorie prédit qu'un électron peut effectuer une transition de la bande de valence vers la bande de conduction même si son énergie est inférieure au gap du semi-conducteur avec une probabilité dépendante de la valeur du champ électrique. Dès lors, il devient possible de connaître la valeur d'un champ électrique en mesurant l'absorption optique d'un semi-conducteur présentant les conditions adéquates. Cet effet, au temps de relaxation très court, a été mis à profit par Lampin *et al.* [Lampin01] afin de mesurer des impulsions sub-picosecondes. Après avoir abordé brièvement le principe de l'électro-absorption par effet Franz-Keldysh, je vais présenter les mesures que nous avons réalisées avec Jean-François Lampin et Ludovic Desplanque à l'IEMN.

II.6.1 Principe

Une façon simple d'expliquer l'effet Franz-Keldysh est de dire que pour une énergie donnée, il y a une probabilité plus forte de trouver un électron (ou un trou) dans le gap d'un semiconducteur soumis à un champ électrique (figure II.36 a) ou que la probabilité de l'effet tunnel est augmentée quand un champ électrique E est appliqué [Pankove].

En présence d'un champ électrique (qui incline le profil des bandes du semi-conducteur), la probabilité de trouver un électron dans le gap est décrite par une fonction d'onde de l'électron ue^{ikx} , où k est le vecteur d'onde (imaginaire) de l'électron. La probabilité de trouver un électron dans le gap décroît donc exponentiellement depuis la bande de valence. L'électron de valence doit alors traverser la barrière par effet tunnel pour apparaître dans la bande de conduction. La hauteur de cette barrière correspond au gap du semiconducteur E_g et sa largeur a la valeur :

$$d = \frac{E_g}{qE} \quad (\text{II.16})$$

avec q la charge de l'électron. Lorsque le champ électrique augmente, la longueur d'absorption par effet tunnel diminue et le recouvrement des fonctions d'onde, décrivant la probabilité de l'effet tunnel, est augmentée.

Comme décrit sur la figure II.36 (b), l'assistance d'un photon d'énergie $h\nu$ inférieure à E_g est équivalente à réduire la largeur de la barrière à une valeur :

$$d' = \frac{E_g - h\nu}{qE} \quad (\text{II.17})$$

Alors, le recouvrement des fonctions d'onde est augmenté, rendant la transition par effet tunnel plus probable et donc augmentant l'absorption des photons.

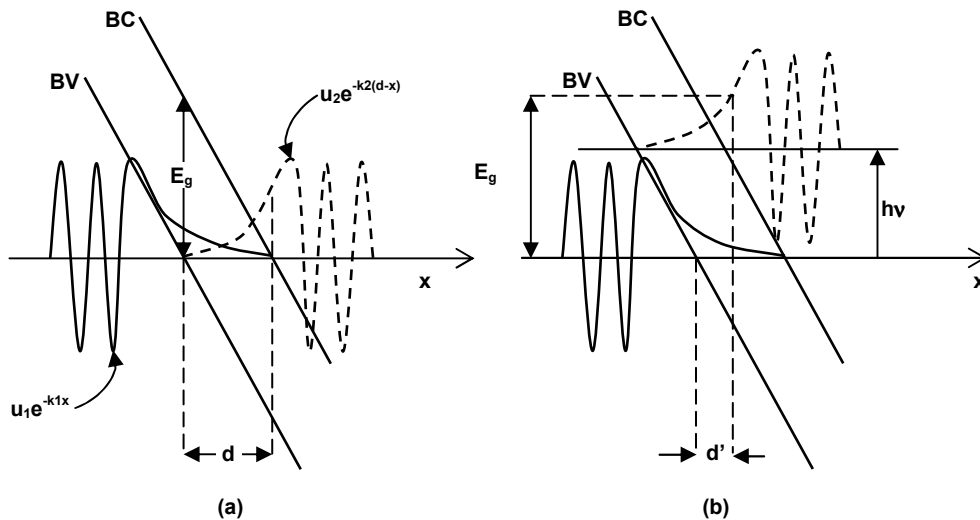


figure II.36 : effet tunnel d'un électron sans changement d'énergie (a)
et avec absorption d'un photon (b)

L'effet tunnel implique seulement la composante longitudinale du moment de l'électron, sa composante transverse étant conservée. Le moment longitudinal, parallèle au champ électrique, s'annule au bas de la bande de conduction et ce type de transition ne fait donc pas forcément intervenir de phonon. Cet effet peut ainsi être utilisé pour déterminer un champ électrique en mesurant la lumière transmise à travers un matériau photo-absorbant soumis à ce champ. De plus, on peut caractériser des impulsions électriques sub-picosecondes car le temps de relaxation de ce phénomène est extrêmement bref [Yacoby68]. Une étude plus détaillée peut être trouvée dans [Desplanque03] et dans [Yu]. D'un point de vue pratique, pour que cet effet soit fort et linéaire, il est nécessaire que le champ électrique soit supérieur à quelques dizaines de kV/cm. Les impulsions n'étant pas aussi intenses, il sera indispensable d'appliquer une source de tension continue additionnelle au matériau électro-absorbant.

II.6.2 Mise en œuvre

Les premières mesures réalisées par Lampin *et al.* [Lampin01] ont été effectuées de manière interne sur une ligne coplanaire (rubans d'or de 10 μm de large espacés de 25 μm) déposée sur du GaAs BT épitaxié sur un substrat de GaAs SI. Les propriétés d'électro-absorption du substrat et de la couche épitaxiale ont été utilisées pour réaliser les mesures. La longueur d'onde du laser a été réglée à 900 nm afin de rendre le substrat transparent et de pouvoir effectuer la mesure sur la face arrière du dispositif. Pour créer des photoporteurs dans le GaAs BT et ainsi générer l'impulsion électrique, il a été nécessaire de doubler la fréquence de l'onde optique avec un cristal non-linéaire de β -borate de baryum (BBO). La ligne était polarisée avec 60 V. L'impulsion mesurée présentait alors un temps de montée de 1,1 ps après 140 μm de propagation.

Afin de généraliser cette mesure et de pouvoir caractériser des composants actifs ne présentant pas de propriétés d'électro-absorption, cette équipe a développé une méthode de

mesure externe [Desplanque03]. Grâce à une technique de « lift-off » épitaxiale, on fabrique des patches de matériau électro-absorbant d'une épaisseur de $2\ \mu\text{m}$ qu'il est possible de déposer sur n'importe quel circuit à caractériser. Etant donnée la faible épaisseur du patch, celui-ci adhère au substrat par l'entremise des forces électrostatiques de type Van Der Waals et il épouse la surface hôte même si celle-ci présente des faibles différences de hauteur.

De plus, l'incorporation de 8% d'aluminium dans la couche de GaAs BT permet de décaler l'énergie de la bande interdite du matériau de $1,42\ \text{eV}$ vers $1,55\ \text{eV}$. Etant donné le décalage de la bande interdite entre le GaAs BT et l'AlGaAs BT, il est possible d'utiliser la même longueur d'onde optique pour à la fois générer et détecter les impulsions électriques.

Une technique ultime de mesure par électro-absorption a été démontrée [Desplanque03a] à l'aide de pointes externes permettant de mesurer tout type de dispositif rapide *in situ*.

Dans notre cas, un patch carré d'AlGaAs BT de $500\ \mu\text{m}$ de côté est déposé sur les lignes à caractériser (figure II.37). La lumière est réfléchiée sur les lignes métalliques ou sur le dioptré patch/air (en effet le patch n'est pas assez souple pour épouser l'espace inter-lignes). On utilise des pointes pour polariser l'ensemble du dispositif. Une tension statique de 20V est appliquée au patch alors qu'une autre tension carrée modulée à $30\ \text{kHz}$ polarise le photocommutateur *b*. Le banc expérimental, schématisé sur la figure II.38, permet d'éclairer un endroit quelconque du patch et de mesurer le champ en tout point. La puissance optique de la sonde est d'environ $4\ \text{mW}$.

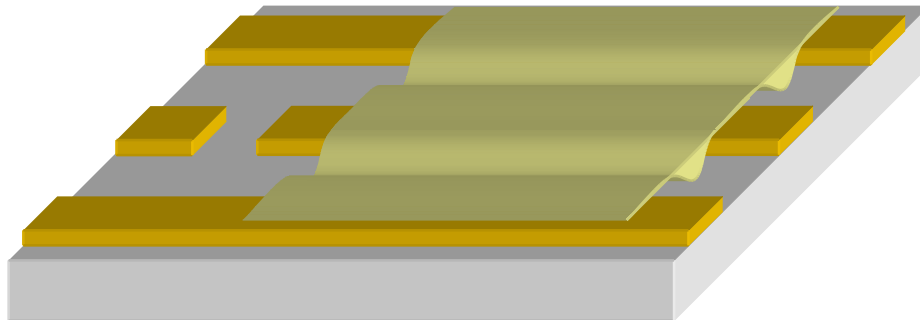


figure II.37 : schématisation du patch déposé sur les lignes

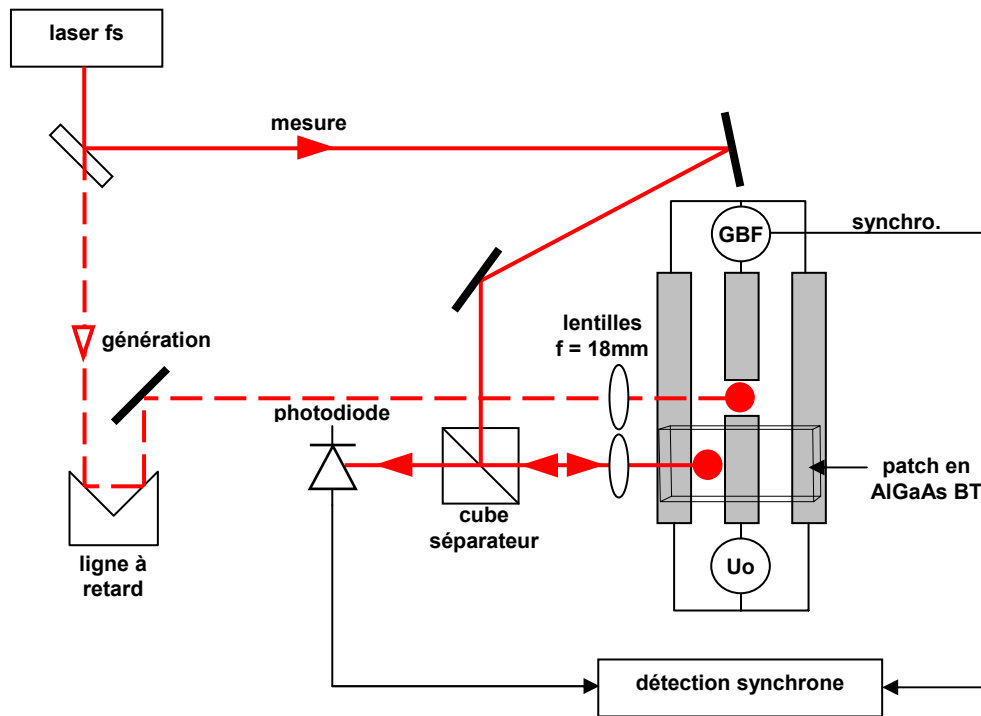


figure II.38 : schéma expérimental de l'échantillonnage par effet Franz-Keldysh

II.6.3 Mesures impulsionnelles

Cette première mesure est réalisée à $700 \mu\text{m}$ du photocommutateur. La tension de polarisation est de $\pm 10 \text{ V}$ et la puissance de génération est de 5 mW . Le temps de montée 10%-90% est de $4,5 \text{ ps}$ et la largeur à mi-hauteur de $4,2 \text{ ps}$.

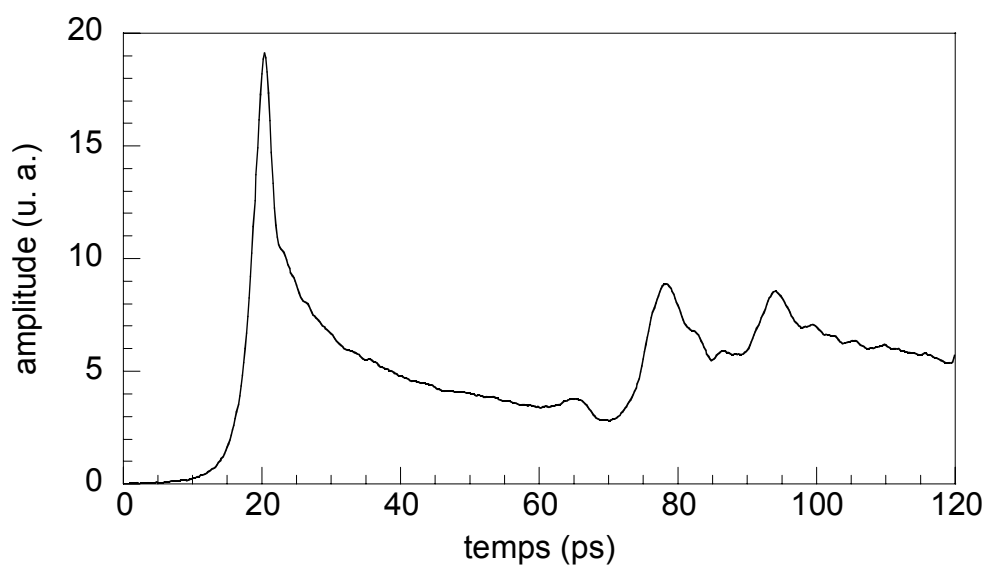


figure II.39 : impulsion mesurée par électro-absorption Franz-Keldysh

Les deux impulsions apparaissant vers 80 ps et 100 ps sont dues à des réflexions sur la partie terminale de la ligne comme déjà observé par échantillonnage photoconductif (paragraphe II.4.2). En effet, les pointes de contact n'étant pas posées à l'extrême limite de la ligne, il y a donc une première rupture d'impédance, due à ces pointes et une deuxième due à la fin de la ligne.

II.6.4 Propagation de l'impulsion et saturation du circuit

La configuration du banc expérimental permet de mesurer le signal à un endroit quelconque de la ligne simplement en déplaçant le spot de mesure. Comme avec les méthodes précédentes, il est possible d'observer la propagation de l'impulsion à des intervalles réguliers. La figure II.40 représente une mesure réalisée entre 300 μm et 800 μm du photocommutateur. On observe une atténuation évaluée à 4,5 dB par mm (même valeur que celle mesurée par échantillonnage photoconductif dans le paragraphe II.4.3). On voit aussi que le temps de montée de l'impulsion passe de 1,3 ps à 2,3 ps 500 μm plus loin

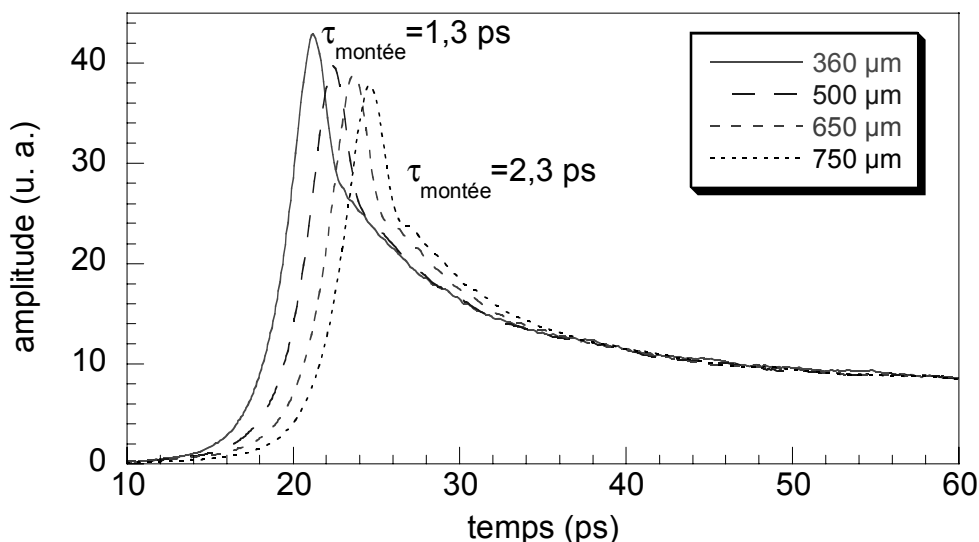


figure II.40 : mesure par électro-absorption de la propagation de l'impulsion

La figure II.41 représente la mesure des impulsions générées pour différentes puissances optiques. Le photocommutateur est ici polarisé avec ± 10 V. Tout comme avec les méthodes précédentes, on observe une forte non-linéarité entre l'amplitude de l'impulsion et la puissance optique.

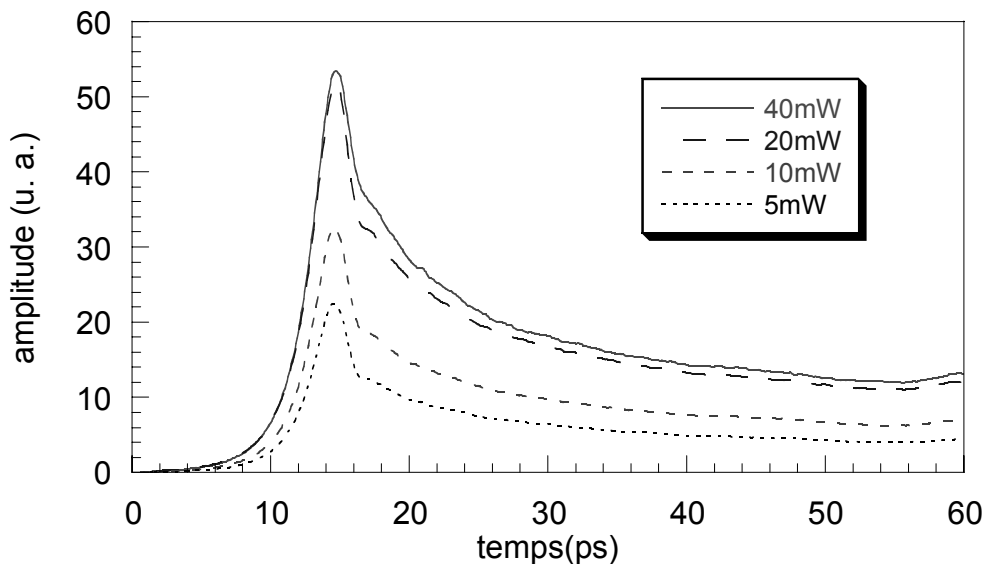


figure II.41 : mesures des impulsions générées pour différentes puissances optiques

II.7 Bilan

Nous venons de mettre en œuvre trois méthodes optiques de mesure d'un signal électrique sub-picoseconde guidé. Le tableau suivant, établi à partir de l'expérience acquise lors du travail décrit précédemment, récapitule les avantages et inconvénients de chacune de ces méthodes appliquées à la caractérisation des photocommutateurs sur GaAs BT : Be.

| méthode | photoconductive | électro-optique | électro-absorption |
|----------------------------------------------------------------|-----------------|-----------------|--------------------|
| mesure | interne | externe | externe |
| résolution temporelle | ☺ | ☺ | ☺ |
| sensibilité | ☺ | ☹ | ☺ |
| dynamique | ☺ | ☹ | ☹ |
| sensibilité du champ | module | une composante | module |
| perturbation de la mesure | ☺ | ☹ | ☹ |
| sensibilité aux perturbations électriques (problèmes de masse) | ☹ | ☺ | ☺ |
| sensibilité aux perturbations optiques | ☺ | ☹ | ☹ |
| fabrication de la sonde | ✘ | ☺ | ☹ |
| mise en œuvre | ☺ | ☹ | ☹ |

tableau II.2 : bilan des méthodes de mesure (☺ : excellent, ☹ : moyen, ☹ : médiocre)

La figure II.42 trace le signal mesuré avec deux méthodes à environ 150 μm du photocommutateur. On observe une très bonne corrélation entre les deux mesures, en particulier pour le temps de montée. Sur la mesure électro-optique, la partie décroissante de la

mesure est perturbée par la réflexion sur le cristal. On note une différence marquée sur la valeur des composantes lentes.

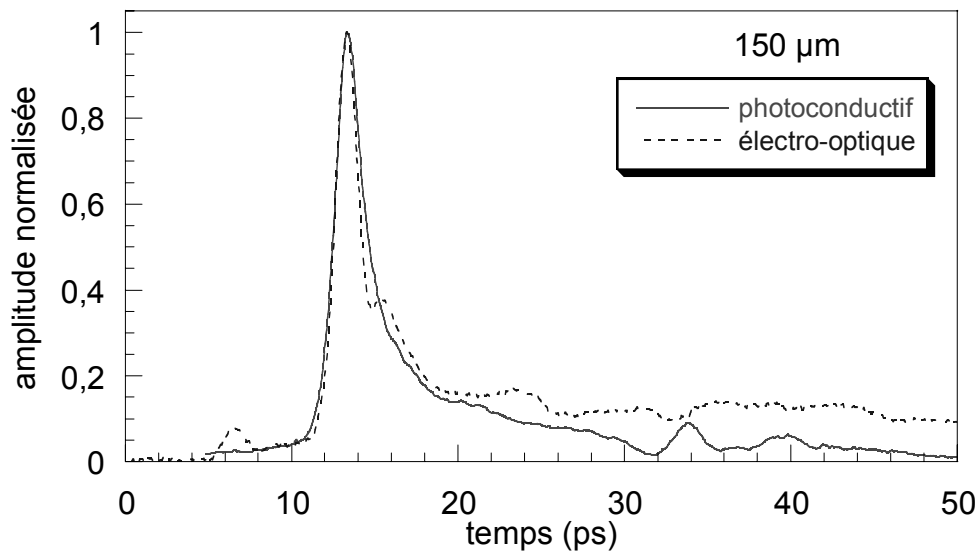


figure II.42 : comparaison des signaux mesurés à environ 150 μm du PC

La figure II.43 donne le signal mesuré avec les trois méthodes à environ 700 μm du photocommutateur. Les courbes mesurées par échantillonnage photoconductif et électro-absorption sont similaires et les différences observables peuvent être dues à la distance de propagation qui n'est pas exactement la même. En revanche, la mesure par échantillonnage électro-optique donne un signal beaucoup moins large que les deux autres mesures. En effet, nous avons vu que, grâce à la présence du cristal sur les lignes, les pertes par rayonnement et donc la dispersion sont diminuées. L'impulsion mesurée par échantillonnage électro-optique est donc raccourcie par rapport à sa forme mesurée avec les autres techniques. Le cristal influe donc énormément sur la mesure, même si l'effet induit est positif !

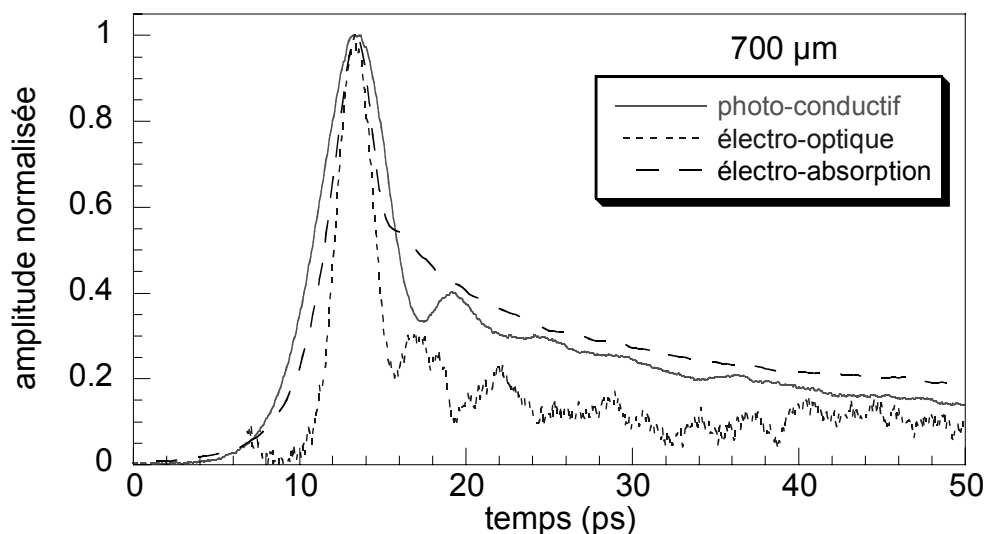


figure II.43 : comparaison des signaux mesurés à environ 700 μm du PC

Les trois méthodes utilisent des matériaux différents afin de mettre en jeu un phénomène électro-optique propre à ce matériau. La résolution temporelle de la mesure photoconductive est limitée par le temps de vie des porteurs alors que pour les autres méthodes cette résolution est limitée par la durée d'interaction champ électrique / champ optique [Rialland00] et peut être améliorée en réduisant la taille du spot de sonde par exemple. On peut noter que dans les trois cas, la méthode de mesure en temps équivalent n'entraîne pas de gigue temporelle entre la génération et la mesure et contribue à l'excellente résolution temporelle de chaque mesure.

La sensibilité en photoconduction est excellente puisqu'elle ne fait pas intervenir d'amplificateur autre que celui de la détection synchrone. En revanche la mesure électro-optique n'est pas très sensible et nous sommes contraints d'utiliser une double photodiode pour extraire le signal. Cette sensibilité est limitée par le gap d'air entre les lignes et la sonde qui diminue fortement la proportion du champ pénétrant effectivement le cristal. Afin de diminuer ce gap on peut envisager d'utiliser une sonde taillée en pointe ou encore l'ajout d'un liquide d'indice de réfraction élevé entre le cristal et les lignes.

La perturbation engendrée par le cristal électro-optique est très forte car sa constante diélectrique est élevée ($\epsilon_r = 40$) et les mesures sont directement dépendantes de la position longitudinale du cristal, rendant les interprétations parfois difficile. Là encore, une sonde en pointe ou l'emploi de matériaux électro-optiques de moindre permittivité, comme les polymères, pourraient donner une solution à ce problème. On peut aussi envisager de recouvrir les lignes entièrement avec le cristal et d'éclairer le photocommutateur à une longueur d'onde où le traitement diélectrique réfléchissant est transparent. En revanche cette méthode modifie fortement la configuration électromagnétique des lignes et la présence du cristal est évidemment à prendre en compte lors des interprétations des mesures. La mesure par électro-absorbant est moins perturbatrice car la permittivité relative du patch est plus faible ($\epsilon_r = 12$) et il est très fin. La mesure photoconductive interne n'entraîne pas d'autres perturbations que celle engendrée par l'extraction des charges de la ligne.

Les méthodes de mesure optiques sont d'autant plus sensibles aux perturbations optiques que le signal modulé efficace est faible. En effet, si le hacheur diffuse une partie du faisceau optique sur la photodiode, le signal utile peut être noyé dans ce signal diffusé. D'où l'importance de moduler électriquement le signal. La mesure photoconductive est, quand à elle, sensible aux perturbations électriques liées aux problèmes de masse dont l'origine est parfois difficile à identifier.

La sonde électro-optique est relativement simple à fabriquer puisque l'on peut trouver des cristaux de tantalate de lithium dans le commerce et faire effectuer un traitement diélectrique de la même manière. Pour effectuer la mesure il suffit de poser ce cristal sur les lignes. Il est cependant nécessaire d'ajouter et de régler plusieurs lames polarisantes ainsi qu'un détecteur à doubles photodiodes. La fabrication des patches d'AlGaAs fait intervenir des méthodes technologiques de pointe et sa dépose se révèle plus complexe. De plus, l'adhésion

de celui-ci sur le dispositif à tester n'est pas triviale. La mesure photoconductive étant interne, il n'est pas nécessaire d'ajouter une sonde sur le dispositif. De même, la mise en œuvre dans ce cas est extrêmement simple puisqu'il suffit d'éclairer l'endroit où l'on veut effectuer la mesure.

D'une manière plus générale on peut dire que les méthodes de mesure interne présentent une très bonne sensibilité et une perturbation très faible, pratiquement nulle, du signal à mesurer. Les mesures purement optiques offrent l'avantage de ne pas être perturbées par l'environnement électrique et les fréquents problèmes de masse sont inexistantes. La mesure photoconductive est très simple à mettre en œuvre et offre une bonne sensibilité. En revanche on observe quasi-systématiquement un offset sur la mesure dont l'origine n'est pas encore bien comprise. La mesure électro-optique est simple d'accès mais n'offre pas la meilleure sensibilité pour la configuration utilisée dans le cadre de ce travail. De plus, cette configuration se révèle très perturbatrice. Cependant le signal mesuré ne présente pas d'offset et la sonde n'est sensible qu'à une composante du champ électrique. La sonde électro-absorbante est complexe à réaliser mais sa mise en œuvre ne nécessite rien d'autre qu'une photodiode car la mesure est sensible. Il est toutefois nécessaire de polariser le circuit à mesurer sous une tension relativement élevée.

II.8 Mesures térahertz

Dans cette dernière partie, je vais présenter quelques résultats de mesures d'impulsions courtes en espace libre. Deux techniques sont utilisées pour caractériser des antennes fabriquées sur le même matériau que précédemment. Une première méthode de mesure par photocommutation permet de mesurer la forme temporelle des impulsions générées. Une deuxième mesure, bolométrique, nous donne la puissance moyenne rayonnée de manière absolue. Enfin, je vais présenter les résultats d'une expérience de génération surfacique par effet Dember, sous champ magnétique.

II.8.1 Génération et mesure par photocommutation

La technique de génération et de détection par photocommutation a été décrite dans le premier chapitre. Cette mesure de spectroscopie térahertz est régulièrement utilisée au LAHC afin de caractériser des matériaux dans une gamme de fréquence s'étendant jusqu'à 4 THz. Le banc expérimental utilisé ici n'est destiné qu'à caractériser les antennes et sa configuration est donc plus simple que celle utilisée pour la spectroscopie térahertz.

La figure II.44 représente le schéma expérimental de la mesure térahertz. On peut noter la présence de lentilles hémisphériques en silicium sur l'émetteur et le récepteur permettant de focaliser le faisceau térahertz et d'obtenir un gain sur la sensibilité de l'expérience [Garet97].

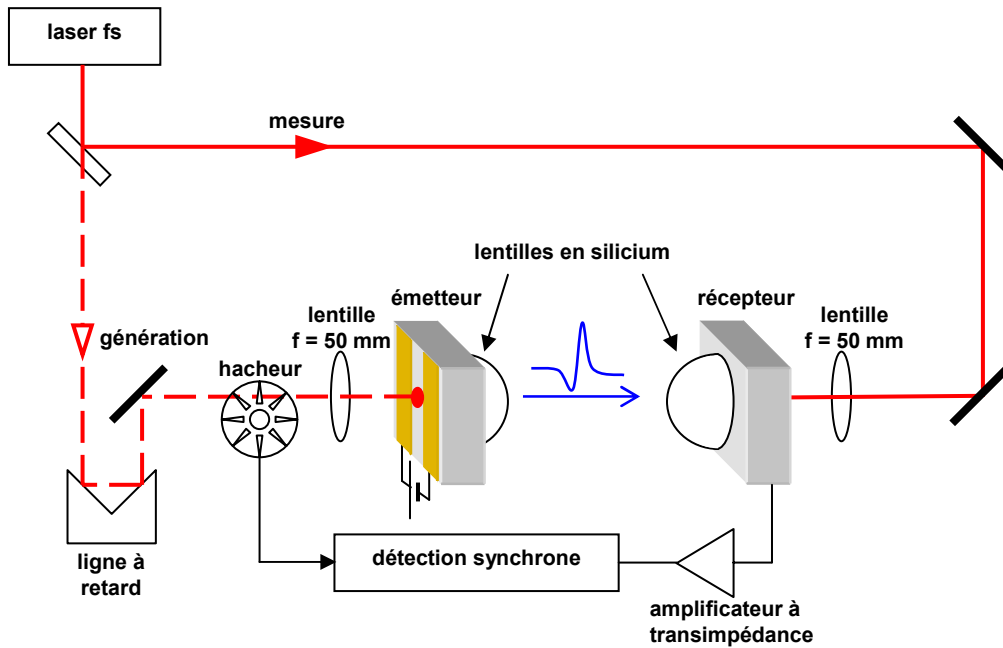


figure II.44 : schéma expérimental de mesure térahertz par photocommutation

L'antenne réceptrice est la même antenne que celle utilisée classiquement au laboratoire pour les mesures de caractérisation de matériaux. Elle est réalisée sur du GaAs BT et provient du CUOS (Center for Ultrafast Optical Science, Université du Michigan). L'antenne émettrice comporte trois motifs différents (figure II.45) et est réalisée sur le même matériau que les photocommutateurs étudiés précédemment (GaAs BT : Be).

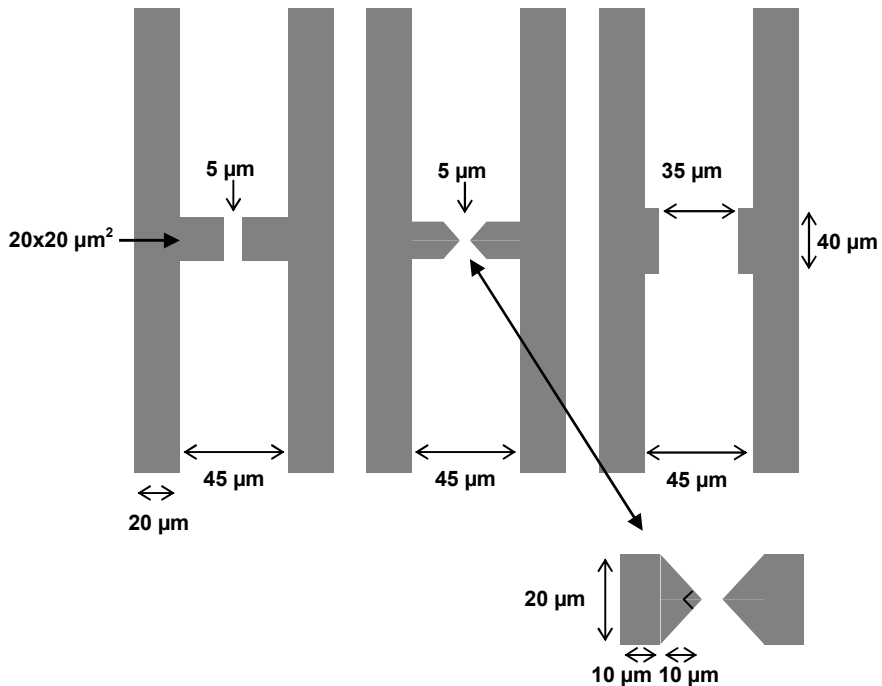


figure II.45 : configuration des antennes utilisées

La figure II.46 représente la photographie de l'antenne avec les électrodes de forme carrée de $5\ \mu\text{m}$ éclairée par le faisceau optique. Le diamètre en $1/e$ du spot est de $18\ \mu\text{m}$. Cette photographie est prise avec le système vidéo de l'expérience permettant de placer le spot précisément sur une antenne. On peut distinguer la forme des deux autres antennes.

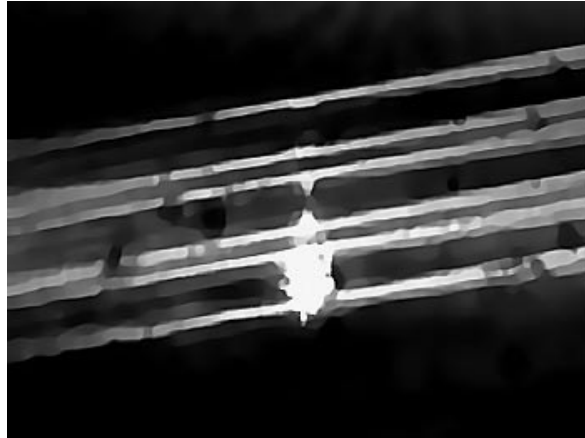


figure II.46 : photographie d'une antenne térahertz dipolaire éclairée

La mesure présentée sur la figure II.47 est une comparaison des impulsions rayonnées par l'antenne en GaAs BT utilisée habituellement au laboratoire et l'antenne en GaAs BT : Be. La tension de polarisation est de $9\ \text{V}$ et la puissance optique de $9\ \text{mW}$. La distance émetteur/récepteur est d'environ $45\ \text{mm}$ dans les deux cas.

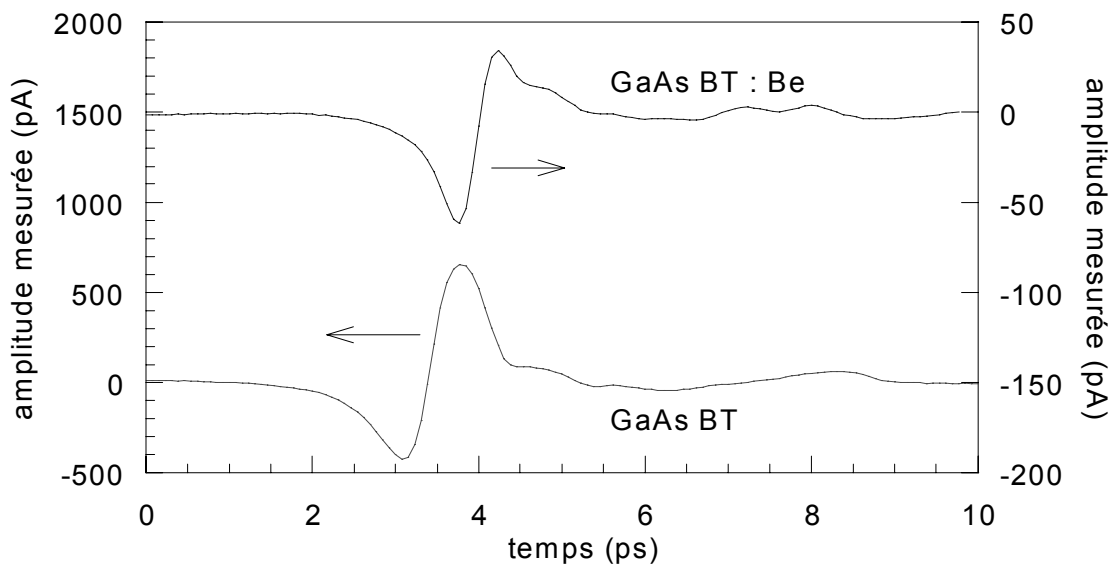


figure II.47 : mesures des impulsions rayonnées avec les antennes en GaAs BT et en GaAs BT : Be

On observe que l'amplitude de l'impulsion générée par l'antenne sur GaAs BT : Be est environ 100 fois inférieure à l'impulsion générée avec l'antenne classique. On peut expliquer

cela par le comportement non ohmique du dispositif et une mobilité faible des porteurs. On peut toutefois observer une excellente dynamique sur la figure II.48 puisque le rapport signal/bruit atteint 45 dB pour une largeur de spectre s'étendant jusqu'à 3 THz. On pourra noter que cette antenne ne fonctionne pas en réception, la valeur du champ térahertz n'étant pas suffisante pour accélérer suffisamment les électrons. Depuis ces mesures, la technologie a été améliorée et les antennes produites à Vilnius sont très performantes et nous ont permis d'effectuer les mesures du paragraphe II.8.4.

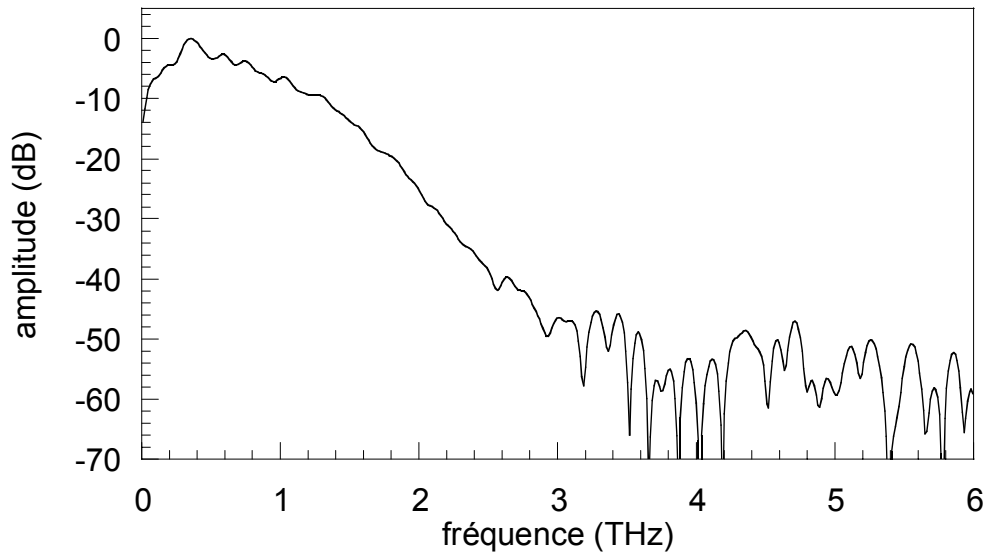


figure II.48 : spectre de l'impulsion générée avec l'antenne sur GaAs BT : Be

II.8.2 Sensibilité de la mesure avec les antennes classiques

La figure II.49 présente l'amplitude de l'impulsion mesurée pour différentes puissances optiques sur les antennes classiques en GaAs BT. L'antenne est polarisée sous 9V et le diamètre du spot est de 18 μm en 1/e. Pour les deux premières courbes (notées *émetteur* et *récepteur*), seule la puissance optique au niveau de l'émetteur (ou du récepteur) varie, l'autre puissance étant fixée à 10 mW. Pour la dernière courbe (notée *émetteur/récepteur*) la puissance varie de la même manière sur les deux antennes.

On observe la même évolution de l'amplitude de l'impulsion lorsqu'une seule des deux antennes est éclairée avec une puissance fixe. La variation est quasi-linéaire jusqu'à 1 mW. Ensuite on voit apparaître un début de saturation probablement dû à la dépolarisation de l'antenne causée par l'impédance des lignes. Ce phénomène est le même que celui observé pour les impulsions guidées et sera détaillé dans les chapitres suivants. Lorsque la puissance optique varie sur les deux antennes, la sensibilité chute rapidement dès que l'on éclaire avec moins de 1 mW. Cette mesure nous fixe ainsi les limites de sensibilité de cette expérience.

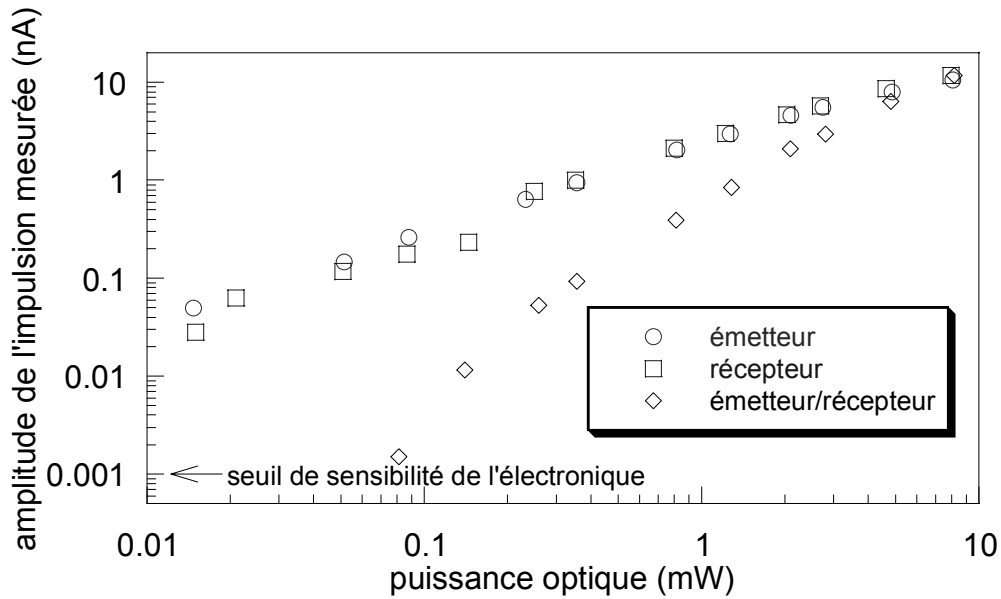


figure II.49 : mesure de la sensibilité en fonction de la puissance optique

II.8.3 Mesures bolométriques du champ rayonné

Cette dernière mesure sur les antennes en GaAs BT : Be nous donne la puissance moyenne rayonnée par celles-ci en éclairnement impulsionnel. Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure II.50. Le capteur est un bolomètre Si:composite refroidi à l'hélium liquide (4,2 K). L'antenne est approchée à quelques millimètres de la fenêtre du détecteur afin de soumettre le détecteur au maximum de champ rayonné. Un carton noir, transparent au térahertz, est inséré entre l'antenne et le bolomètre pour absorber la puissance thermique émise par l'antenne éclairée. Le hacheur optique est réglé à 70 Hz, fréquence maximum admise par le capteur.

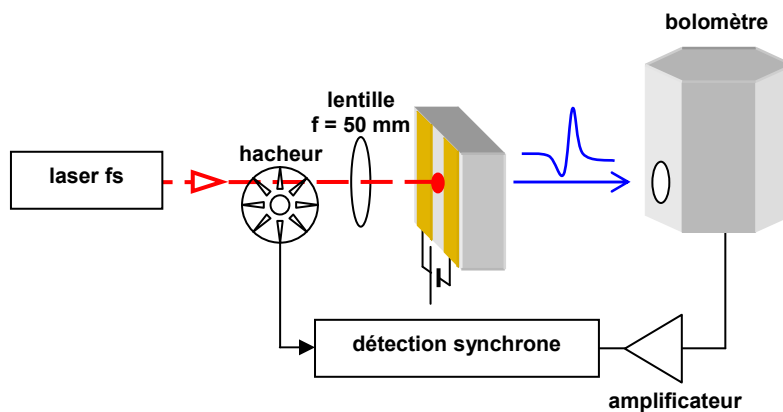


figure II.50 : schéma expérimental de la mesure de puissance rayonnée

On peut observer sur la figure II.51 la puissance rayonnée pour les différents motifs d'antenne polarisés sous 25 V. L'antenne carrée dont le gap est de 5 μm présente la meilleure

efficacité quelle que soit la puissance. L'antenne en pointe, censée renforcer le champ électrique sur le point de génération, se montre finalement moins efficace. Effectivement le champ rayonné est fonction de la dérivée du courant dans l'antenne. Le spot éclairant la totalité de l'antenne, le courant doit effectivement être renforcé sur la pointe de l'antenne mais est probablement diminué sur ses flancs par rapport à l'antenne carrée où le champ est constant sur toute la longueur. Ce type d'antenne se montre plus efficace seulement si le spot n'éclaire que la pointe de l'antenne. On peut tout de même noter que, pour les faibles puissances optiques, la puissance rayonnée est similaire pour ces deux antennes.

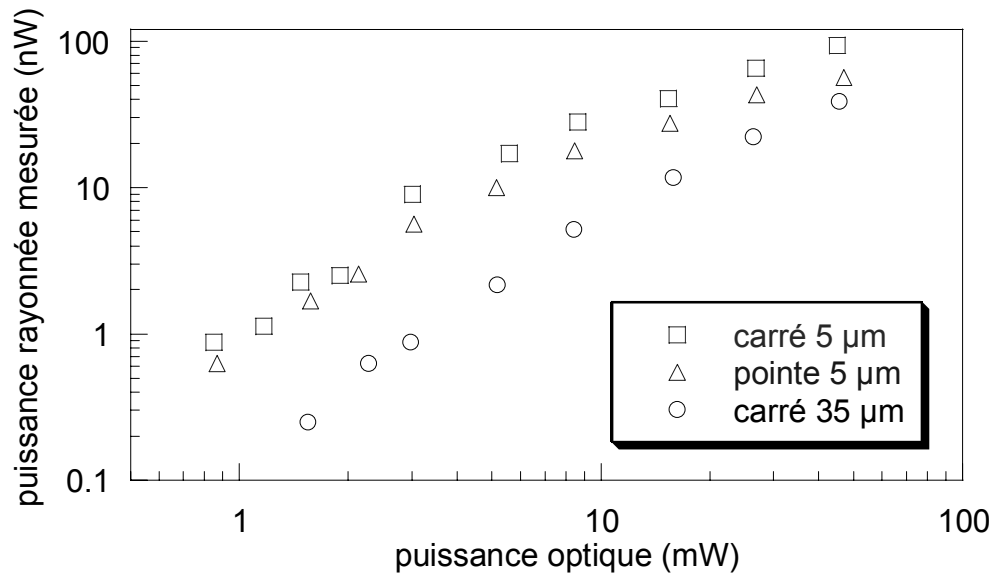


figure II.51 : puissance rayonnée par les différentes antennes

L'antenne présentant un gap de 35 µm rayonne trois fois moins de puissance que l'antenne de 5 µm pour les puissances proches de 50 mW et 8 fois moins pour les puissances proches de 1 mW. La puissance rayonnée étant fonction du carré du courant généré, pour un gap 7 fois plus grand on s'attend à avoir un champ électrique 7 fois inférieur et donc une puissance 49 fois plus faible. Cependant, le courant dépend aussi de la densité de porteurs. Le diamètre en 1/e du spot étant de 18 µm, le gap de 5 µm n'est pas soumis à la totalité de la puissance du laser. Ainsi, en considérant que la puissance rayonnée est fonction du carré du champ électrique multiplié par le carré de la densité de porteurs, on trouve finalement que l'antenne de 35 µm doit rayonner environ 3 fois moins que l'antenne de 5 µm, ce qui correspond à l'ordre de grandeur mesuré. En revanche, la différence entre les hautes et basses puissances n'est pas encore bien comprise mais pourrait être attribuée à un phénomène d'écrantage.

La figure II.52 représente la puissance rayonnée par l'antenne carrée de 5 µm de gap pour différentes tensions et puissances optiques. Les courbes sont approximativement linéaires jusqu'à 10 mW puis un phénomène de saturation, dû à la dépolarisation du circuit, apparaît.

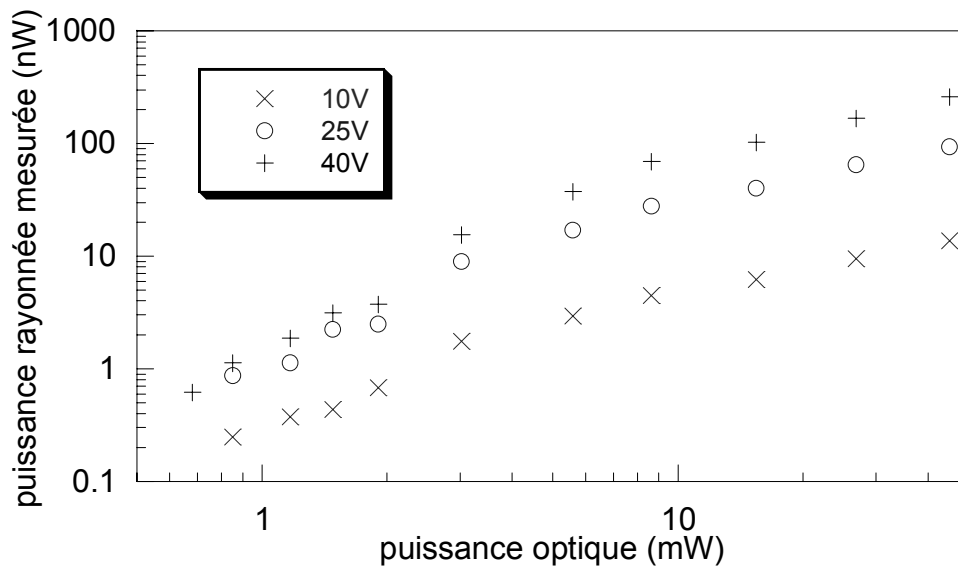


figure II.52 : puissance émise par l'antenne carrée de 5 μm sur GaAs BT : Be

La figure II.53 montre les mêmes mesures mais en fonction de la tension de polarisation. La puissance rayonnée doit théoriquement varier avec le carré de la tension de polarisation. Cependant les courbes présentent une allure variant approximativement avec le cube de cette tension. Cette différence semble être due au comportement non ohmique du GaAs BT induisant un courant qui n'est pas linéaire avec la tension. La limite d'endurance de l'antenne a été atteinte lorsqu'elle fût soumise à 45 V et éclairée avec 100 mW. C'est en fait les électrodes qui ont fondu sous l'effet du courant, le matériau ne présentant aucune déficience à cet instant. La limite de puissance générée est donc ici fixée par les électrodes.

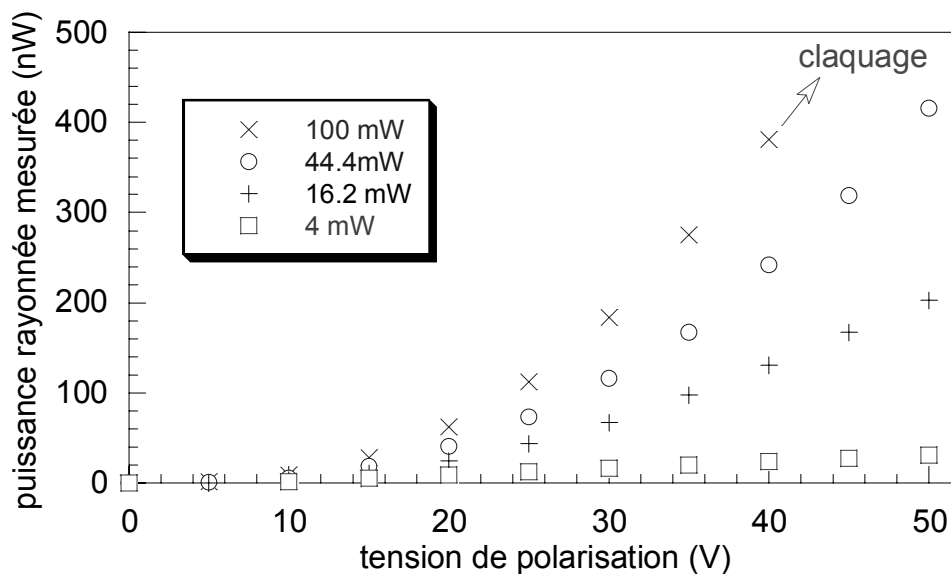


figure II.53 : puissance émise par l'antenne carrée de 5 μm sur GaAs BT : Be

II.8.4 Génération par effet Dember sous champ magnétique

Dans cette dernière partie nous allons examiner la génération d'impulsion par effet de surface. Ce travail a été réalisé à l'Institut de Physique des Semiconducteurs (SPI) de Vilnius dans l'équipe d'Arunas Krotkus. Le principe de la photogénération par effet Dember a été décrit dans le premier chapitre. Le matériau étudié ici est du tellure de cadmium ($\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$), matériau très utilisé dans les dispositifs infrarouges. On peut faire varier la valeur de la bande interdite en modifiant la composition. Cette valeur est presque linéaire avec x et vaut 1,5 eV pour $x=1$. Les semiconducteurs à faible gap possèdent une forte mobilité des électrons expliquant leur forte efficacité en émission térahertz. De plus, le rapport élevé des mobilités électron/trou entraîne un courant de diffusion important en surface, engendrant ainsi un transitoire de courant dû à l'effet Dember.

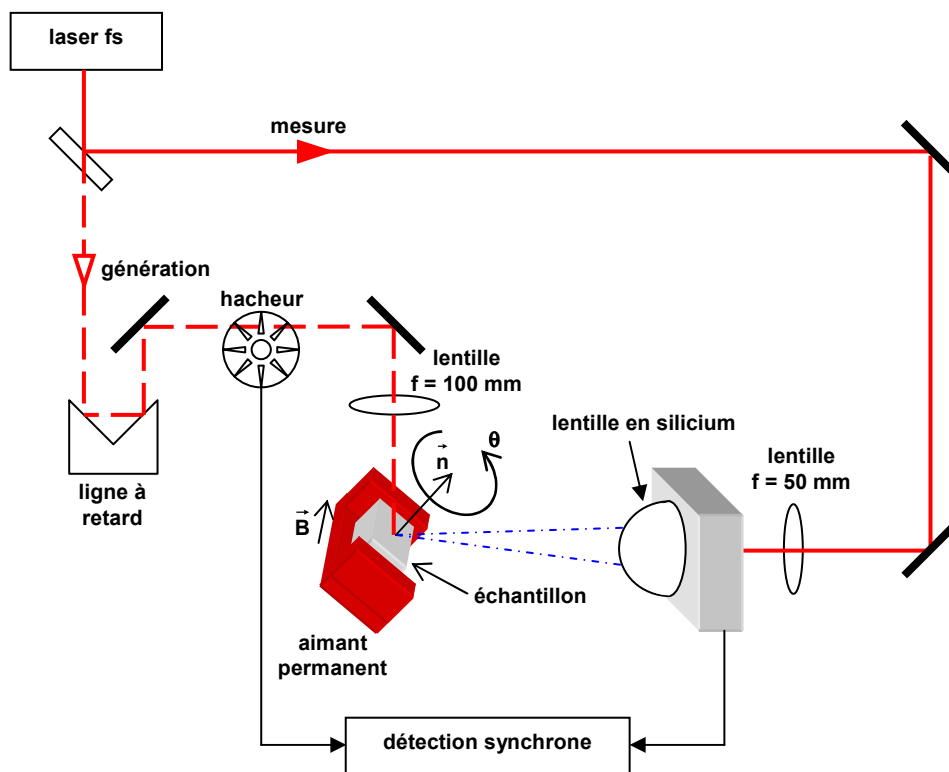


figure II.54 : schéma expérimental de génération par effet Dember

Le banc expérimental est proche de celui utilisé au LAHC. Le laser est un Saphir Titane (Mira, Coherent) délivrant des impulsions de 150 fs à une longueur d'onde de 820 nm et un taux de répétition de 76 MHz. L'antenne de réception possède la géométrie de l'antenne de 5 μm de gap décrite précédemment. Elle est réalisée sur du GaAs BT : Be dont le temps de vie des électrons est de 200 fs. Le banc expérimental est schématisé sur la figure II.54. L'angle d'incidence du laser de pompe sur l'échantillon est proche de l'angle de Brewster. La puissance de pompe maximum est de 200 mW.

La figure II.55 montre la mesure effectuée pour trois différents alliages $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ et une mesure réalisée sur de l'InAs, connu pour son fort rendement de génération [Krotkus04].

L'amplitude des impulsions générées par le tellurure de cadmium est seulement deux à trois fois plus faible que pour l'InAs. L'échantillon de HgTe est un cristal monocristallin, alors que les deux alliages sont réalisés par croissance épitaxiale sur substrat de CdTe.

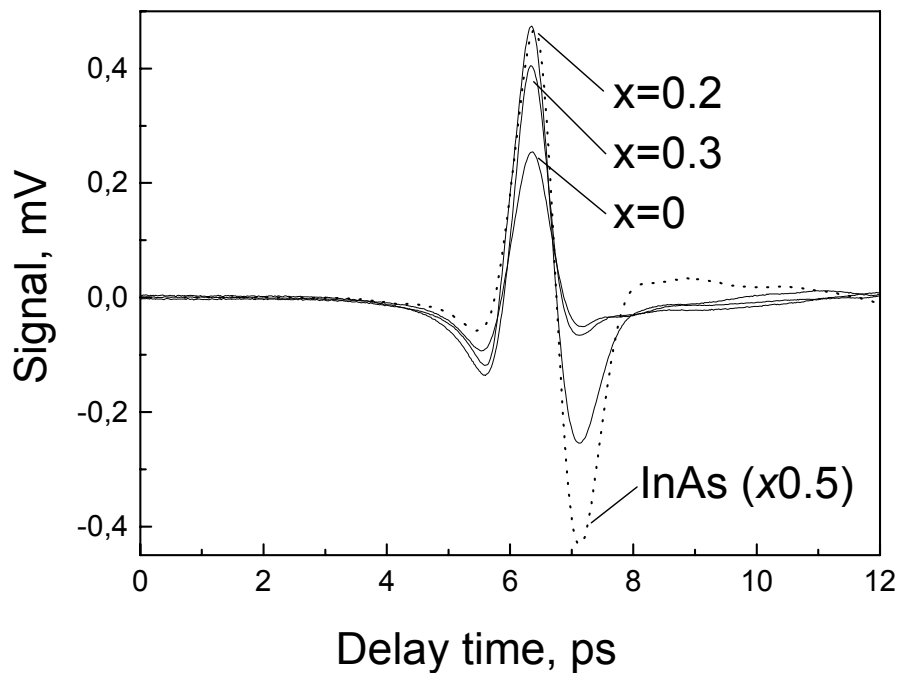


figure II.55 : mesures du champs rayonné pour différents alliages

La figure II.56 présente la dépendance angulaire de l'amplitude de l'impulsion générée. θ est l'angle azimutal de l'orientation de l'échantillon autour de l'axe normal à sa surface. Cette mesure est habituellement réalisée pour séparer la contribution linéaire (impulsion de courant) et non-linéaire (redressement optique) de l'émission térahertz puisque le redressement optique est directement fonction de l'angle entre l'onde optique et l'orientation du cristal. L'exemple de l'InAs montre une périodicité de $\cos(3\theta)$ correspondant à l'effet de rectification optique sur la surface orientée (111). La contribution non-linéaire est environ de 40 % et correspond aux mesures déjà effectuées [Gu02]. En revanche les mesures réalisées sur les trois alliages ne montrent pas de dépendance angulaire de l'efficacité de génération, mettant ainsi en évidence le rôle prédominant d'un phénomène linéaire dans l'émission térahertz.

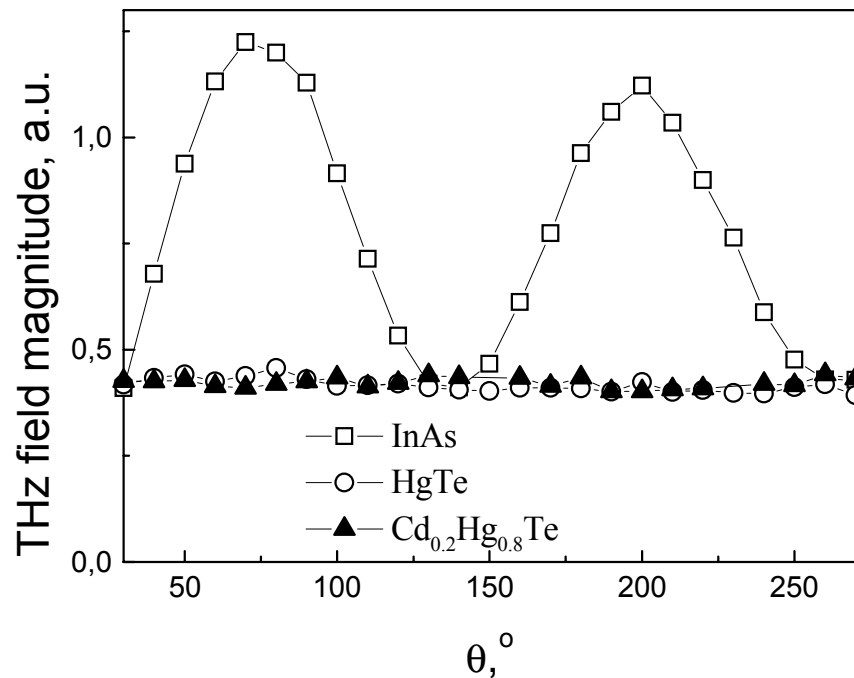


figure II.56 : dépendance angulaire de l'efficacité de génération térahertz

L'existence de ce photocourant est confirmée par l'influence du champ magnétique sur la forme de la réponse. Une mesure réalisée sur l'échantillon de Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te est présentée sur la figure II.57. Le champ magnétique, orienté parallèlement à la surface avec valeur de 0,28 T, influe particulièrement sur l'amplitude de l'impulsion mesurée. Cette mesure est cohérente avec le modèle décrivant l'influence du champ magnétique sur la rotation du dipôle rayonnant par la force de Lorentz [Johnston02].

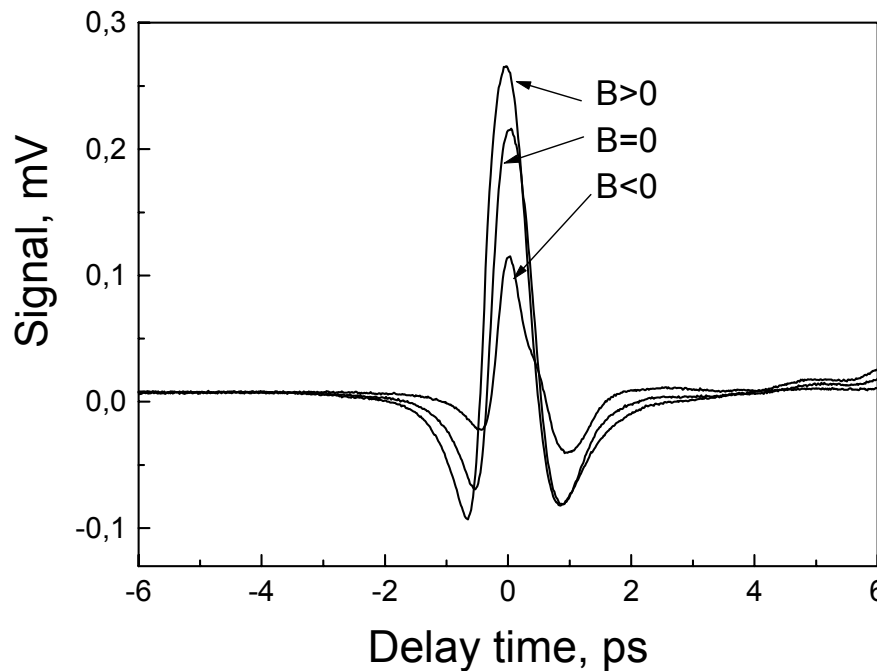


figure II.57: mesure du champ rayonné sous différents champs magnétiques

Le gap de ce matériau étant faible, la courbure de bande en surface n'est pas suffisante pour induire un champ électrique élevé. L'origine de cette source de courant semble être due majoritairement à l'effet Dember, causé par la diffusion des porteurs et la différence de mobilité entre les électrons et les trous.

II.9 Conclusion

Nous venons de voir plusieurs techniques de mesures d'impulsions électriques sub-picosecondes. Le choix d'une technique par rapport à l'autre dépend principalement des moyens dont on dispose. Les techniques purement optiques présentent théoriquement la meilleure résolution temporelle mais en pratique la mesure par échantillonnage photoconductif se montre aussi très performante. De plus, elle reste la plus simple à mettre en œuvre et la plus sensible. Par contre, les courbes enregistrées montrent des composantes lentes qui ne sont pas encore expliquées. Nous avons observé que la présence du cristal de tantalate de lithium sur la ligne réduit énormément la dispersion de l'impulsion, attribuée aux pertes par rayonnement. Les lignes sur GaAs BT : Be coiffées d'un tel cristal forme un guide d'onde très performant en terme de dispersion. La caractérisation des photocommutateurs nous a permis de mesurer l'influence de la capacité sur le temps de réponse et un phénomène de saturation du matériau ainsi que du circuit électrique. Les mesures en espace libre nous ont permis de caractériser des antennes térahertz et de voir l'influence de sa configuration géométrique sur la puissance rayonnée. La dernière mesure d'impulsion rayonnée nous a permis de caractériser du tellure de cadmium et d'attribuer la source de son rayonnement à l'effet Dember. Dans le chapitre suivant je vais décrire un modèle simple du photocommutateur permettant de mettre en évidence différents phénomènes observés.

III Simulation du photocommutateur rapide

L'analyse d'un composant optoélectronique ultrarapide impose une approche incluant non seulement l'analyse de la conduction des porteurs de charge dans la structure mais également la prise en compte du circuit hyperfréquence qui constitue une partie intégrante du dispositif. Une modélisation du photocommutateur prenant en compte tous ces paramètres permet de mieux comprendre l'influence de chaque phénomène sur le signal généré et d'optimiser le dispositif en fonction des caractéristiques désirées. Le modèle développé dans ce chapitre est basé sur un schéma électrique équivalent comportant une résistance variable en parallèle avec une capacité. Le système d'équations différentielles lié au dispositif est résolu numériquement avec la méthode des différences finies. Les différents photocommutateurs simulés correspondent aux dispositifs caractérisés au chapitre précédent.

III.1 Modèle développé

La simulation de la réponse d'un photocommutateur repose sur les paramètres du matériau et du circuit hyperfréquence. Ce dernier est parfaitement connu mais sa configuration électromagnétique est relativement complexe. Le calcul développé est basé sur un schéma électrique équivalent rudimentaire du photocommutateur et la structure nécessite donc des simplifications afin de pouvoir être modélisée par des éléments électriques. Avant d'exposer la méthode de calcul, je vais détailler et justifier les simplifications utilisées.

III.1.1 Idée de base

Pour calculer la réponse d'un photocommutateur, la méthode la plus rigoureuse doit prendre en compte les équations de Maxwell couplées aux équations de dérive / diffusion et de population des porteurs dans un espace à 3 dimensions. Ce calcul se révèle très complexe et est insoluble formellement. On utilise généralement la méthode numérique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD : Finite Difference Time Domain) pour résoudre le système d'équations différentielles dans tout le volume [Ariando96] [El Ghazaly90]. Cette méthode est très rigoureuse mais se montre très lourde à développer et ne permet pas forcément de se référer à des paramètres macroscopiques, comme par exemple la capacité de la structure ou l'impédance des lignes, pour analyser et optimiser la structure.

Partant de ce principe, nous avons développé un modèle simple du photocommutateur moyennant un certain nombre d'approximations. Le modèle repose sur le schéma électrique équivalent du photocommutateur et la dynamique des porteurs dans le matériau. Cela suppose que nous négligeons les aspects de propagation à l'intérieur du dispositif. Ce choix est justifié par les dimensions du photocommutateur. Cette autre manière de « voir » la physique du dispositif se révèle finalement satisfaisante lorsque l'on compare les simulations aux mesures.

De plus cette méthode permet de réaliser des simulations en utilisant une puissance de calcul moindre et largement accessible à un ordinateur de bureau.

III.1.2 De la géométrie 3D au modèle adimensionnel

Le modèle développé se base sur le schéma électrique équivalent du photocommutateur (figure III.1) proposé par Auston [Auston83]. Il est composé de trois éléments en parallèle :

- une capacité C causée par les électrodes en regard,
- résistance d'obscurité R_{obs} par exemple due à un courant résiduel de type p,
- une résistance variable $r(t)$ dépendant de la densité de photoporteurs et de la géométrie du photocommutateur.

Les contacts sont supposés ohmiques et de faible résistance, on les néglige donc dans la suite du calcul.

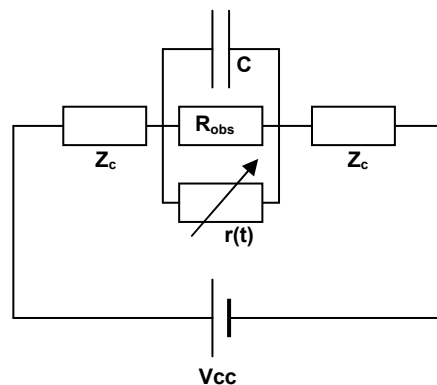


figure III.1 : modèle hyperfréquence du photocommutateur

Le peigne interdigité permet d'améliorer la sensibilité du photocommutateur mais la contrepartie d'une telle configuration est l'augmentation de la capacité C . Hors celle-ci peut limiter la rapidité du photocommutateur [Chou92]. Sa prise en compte est donc fondamentale car malgré sa faible valeur, sa contribution peut être importante aux fréquences considérées. Celle-ci est calculée selon une formule analytique, basée sur une transformation conforme, prenant en compte la géométrie du peigne interdigité [Lim68] :

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0(1+\varepsilon_r)K(k)}{K(k')} \text{ avec } \begin{cases} K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\Phi}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \Phi}} \\ k = \tan^2 \frac{\pi w}{4(w+d)} \\ k' = \sqrt{1-k^2} \end{cases} \quad (\text{III.1})$$

et

$$C = C_0 \cdot N_d \cdot l_d$$

C_0 est la capacité par doigt et par unité de longueur. ε_r est la constante diélectrique relative du matériau : nous prendrons la valeur à basse fréquence du GaAs ($\varepsilon_r \approx 12$), w est la largeur des doigts, d leur espacement, l_d leur longueur et N_d leur nombre. La figure III.2 montre la variation de la capacité linéique unitaire en fonction de la structure d'un peigne sur GaAs.

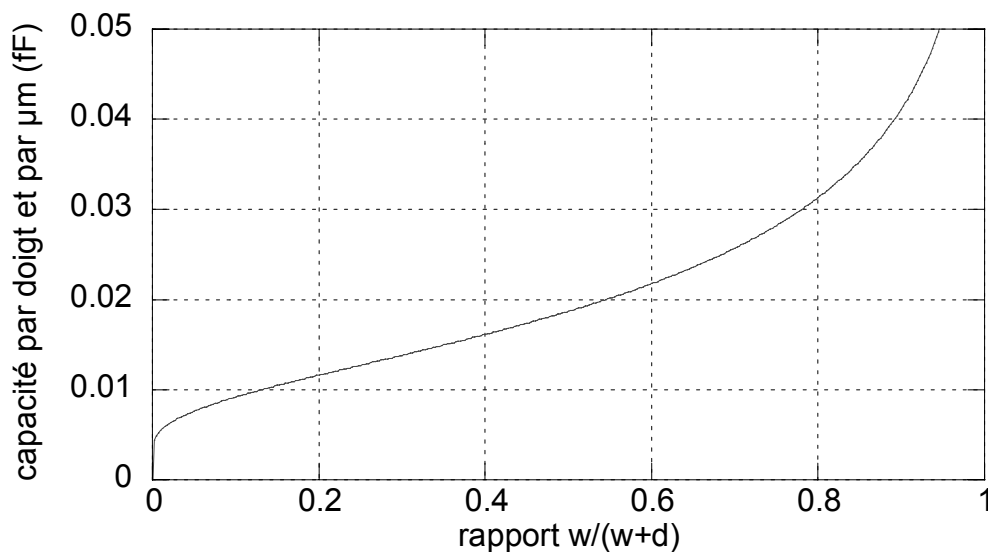


figure III.2 : capacité unitaire linéique sur GaAs en fonction de la largeur des doigts w et de leur espacement d

Les capacités calculées pour les photocommutateurs sur GaAs BT dopé Be sont les suivantes :

| PC | a | b | c | d | e |
|---------------|-----|-----|---|----|----|
| capacité (fF) | 3,5 | 4,3 | 8 | 10 | 27 |

La résistance d'obscurité est considérée comme constante et est mesurée directement avec un ohmmètre. Dans notre cas cette résistance est supérieure à 100 M Ω , limite supérieure de mesure de notre ohmmètre.

III.1.3 Approximations utilisées pour le calcul de la résistance variable

Le calcul de la résistance variable ne peut pas se faire directement car la structure ne permet pas de passer simplement de la densité de photons à la résistance équivalente du photocommutateur. Nous allons donc effectuer quelques simplifications avant de développer le calcul.

III.1.4 Surface éclairée et simplification de la géométrie

En pratique le spot n'éclaire pas la totalité de la surface. La puissance totale contenue dans un spot gaussien de la forme $e^{-(r^2/r_0^2)}$ est équivalente à la puissance contenue dans un carré de côté $\sqrt{\pi}r_0$. Pour simplifier les calculs, on considérera donc un spot carré uniformément éclairé de côté $\sqrt{\pi}r_0$, la densité de puissance maximale du spot gaussien étant cette fois répartie uniformément sur tout le carré. Etant donné le faible facteur de remplissage (surface des doigts / surface totale, ici compris entre 5 et 10%), on considère que la totalité du spot éclaire le matériau. Avec N_d le nombre de doigts illuminés, la largeur équivalente de la surface éclairée est alors :

$$l_{eff} = (N_d - 1)r_0\sqrt{\pi} \quad (III.2)$$

La surface éclairée du photocommutateur est alors équivalente, en terme de densité de puissance, à un rectangle dont la largeur est la distance inter-doigts (d) et la longueur l_{eff} , comme représenté ci-dessous.

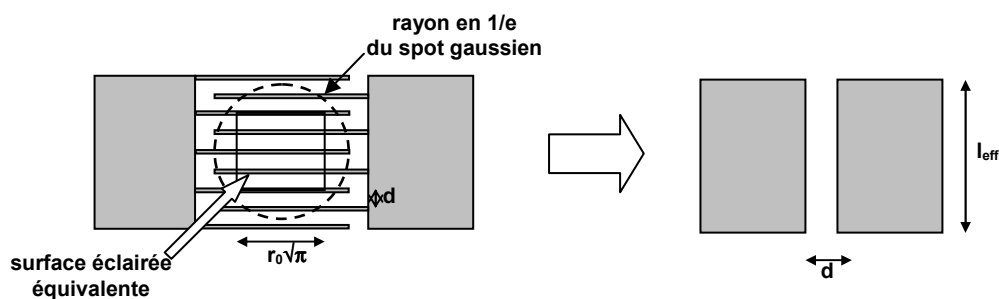


figure III.3 : configuration équivalente de la surface éclairée

En utilisant cette simplification, une modification de la taille du spot correspond simplement à une modification de la longueur l_{eff} .

Le dispositif simplifié est représenté en coupe sur la figure III.4. En pratique l'éclairement n'est pas homogène dans le matériau mais décroît selon une fonction exponentielle. Pour simplifier nous allons considérer le volume uniformément illuminé sur une profondeur p (profondeur d'absorption en 1/e du champ optique). A la longueur d'onde utilisée pour éclairer le photocommutateur (≈ 800 nm), la profondeur de pénétration de la lumière dans le GaAs est inférieure à $2 \mu\text{m}$. En général, la couche de GaAs BT a une épaisseur de $3 \mu\text{m}$ de manière à ce que peu de lumière n'atteigne le substrat où les porteurs

présentent un temps de vie de plusieurs centaines de picosecondes [Whitaker93]. On peut donc considérer en première approximation que les porteurs sont générés uniquement dans le matériau rapide.

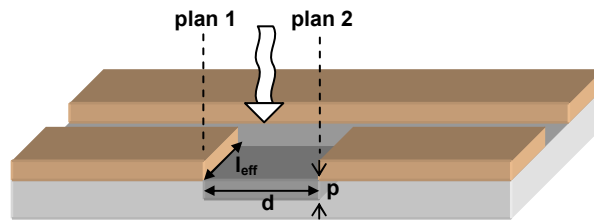


figure III.4 : coupe du dispositif modélisé

Le photocommutateur est considéré comme une résistance variable localisée insérée dans un circuit hyperfréquences. La réponse obtenue est celle au niveau des plans 1 et 2, qui se retrouvent alors confondus d'un point de vue hyperfréquence (figure III.5). Cette approche est quasi-statique. En effet, on considère les phénomènes électriques comme instantanés tout au long de la structure puisque le temps de propagation d'une onde électromagnétique entre deux électrodes séparées de $10 \mu\text{m}$ sur GaAs est d'environ 80 fs ce qui est environ 10 fois inférieur au temps de réponse du matériau. De plus, à cause de leur faible durée de vie, le libre parcours moyen des porteurs est très inférieur à la distance d ; on considère donc que le temps de transit n'intervient pas dans le calcul.

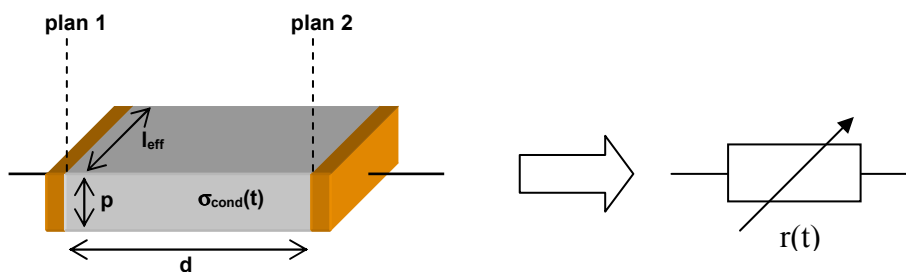


figure III.5 : passage de la structure 3D à une résistance équivalente

La conductivité du matériau dépend directement de la densité de photoporteurs et du temps :

$$\sigma_{cond}(t) = e(n(t)\mu_n + p(t)\mu_p) \quad (\text{III.3})$$

La résistance équivalente vaut alors :

$$r(t) = \frac{1}{\sigma_{cond}(t) l_{eff} \cdot p} \quad (\text{III.4})$$

Dans le modèle développé ici, on peut remarquer qu'une modification de la focalisation ne modifie que la longueur équivalente l_{eff} . Or, pour une puissance optique donnée, la densité de porteurs, donc la conductivité, dépend elle aussi de la focalisation donc

de l_{eff} : on montre en effet (équation (III.12)) que $\sigma(t) \propto 1/l_{eff}$. Donc on conclut, d'après l'équation (III.4), que la résistance ne dépend pas de la focalisation. Ceci nous servira, dans l'étude paramétrique, à faire varier la densité de porteurs sans faire varier la résistance du photocommutateur pour mettre en évidence des phénomènes propres au matériau.

Nous avons supposé le volume uniformément illuminé. En pratique, l'onde optique est absorbée dans le matériau avec un profil exponentiel générant une densité de porteurs ayant la même forme, si on considère une absorption linéaire (pas de saturation de l'absorption). En considérant la structure de la figure III.5, on peut écrire la résistance comme la mise en parallèle d'un nombre infini de résistances dont la valeur est inversement proportionnelle à la densité de porteurs, donc à la profondeur d'absorption.

$$\frac{1}{r} = \sum_0^{\infty} \frac{1}{r_n} \tag{III.5}$$

On peut schématiser cela comme sur la figure III.6 :

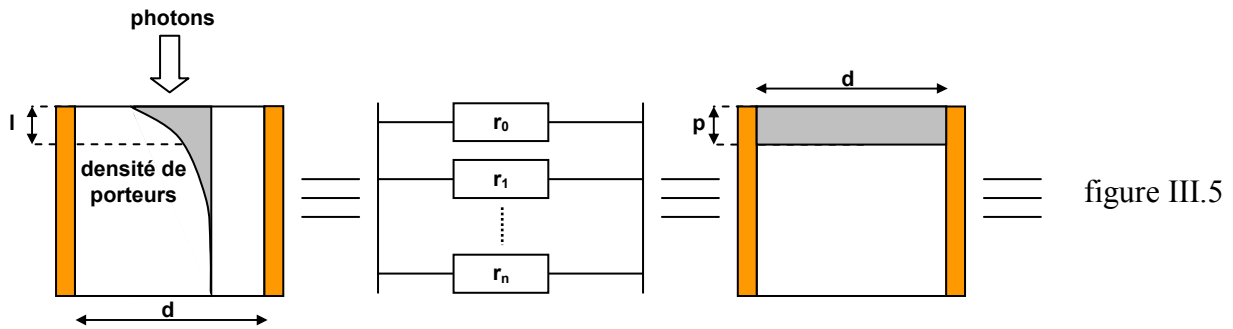


figure III.6 : génération équivalente des porteurs dans le matériau

Dans un milieu de profondeur infinie, la résistance totale est :

$$\frac{1}{r} = \int_0^{\infty} \frac{1}{r_l} dl = \int_0^{\infty} \sigma_l \frac{l_{eff}}{d} dl$$

avec r_l la résistance à la profondeur l et σ_l la conductivité à cette même profondeur. Avec un profil de porteurs exponentiel, dont la profondeur d'absorption est p , la conductivité à la profondeur l s'écrit alors :

$$\sigma_l = \sigma_s e^{-\frac{l}{p}}$$

avec σ_s la conductivité en surface. On a alors :

$$\frac{1}{r} = \frac{\sigma_s l_{eff}}{d} \int_0^{\infty} e^{-\frac{l}{p}} dl$$

soit :

$$r = \frac{1}{\sigma_s} \frac{d}{l_{eff} p} \tag{III.6}$$

Ce qui correspond à la formulation d'une résistance classique, possédant une répartition homogène de porteurs. On voit donc que l'hypothèse d'une résistance équivalente entre un profil d'absorption exponentiel, dans un milieu de profondeur infinie, et un profil constant de profondeur p , est valide.

Ces simplifications sont valables si les électrons se déplacent selon une seule dimension entre les électrodes. Cela implique que le champ électrique dans la structure réelle et dans la structure simplifiée (figure III.5) sont suffisamment similaires. Le paragraphe suivant décrit une brève étude du champ électrique dans la structure et dans quelles conditions les simplifications proposées restent valables.

III.1.4.1 Etude du champ électrique entre les électrodes

Cette approche simplifiée peut être justifiée si les doigts sont opaques et si la profondeur d'absorption des photons est bien inférieure à la distance inter-électrodes [Sarto97] [Liou 96] [Dunn96]. Alors le champ est suffisamment colinéaire à la surface et les électrons dérivent effectivement sur la distance séparant les deux électrodes.

La figure III.7 représente les lignes de champ entre deux électrodes séparées de $10\ \mu\text{m}$ et polarisées avec une tension de 10V . Cette simulation est effectuée en résolvant l'équation de Laplace par la méthode numérique des différences finies (voir paragraphe III.1.7). On voit que le champ statique dans la zone éclairée entre les deux électrodes est relativement colinéaire à la surface et justifie la simplification de la figure III.5.

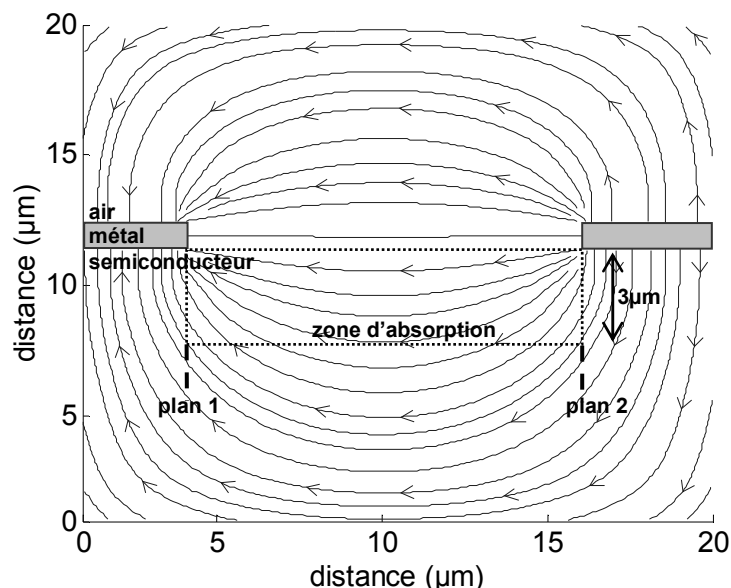


figure III.7 : lignes de champ électrique entre deux électrodes

En revanche l'intensité du champ électrique n'est pas constante tout au long de la structure (figure III.8).

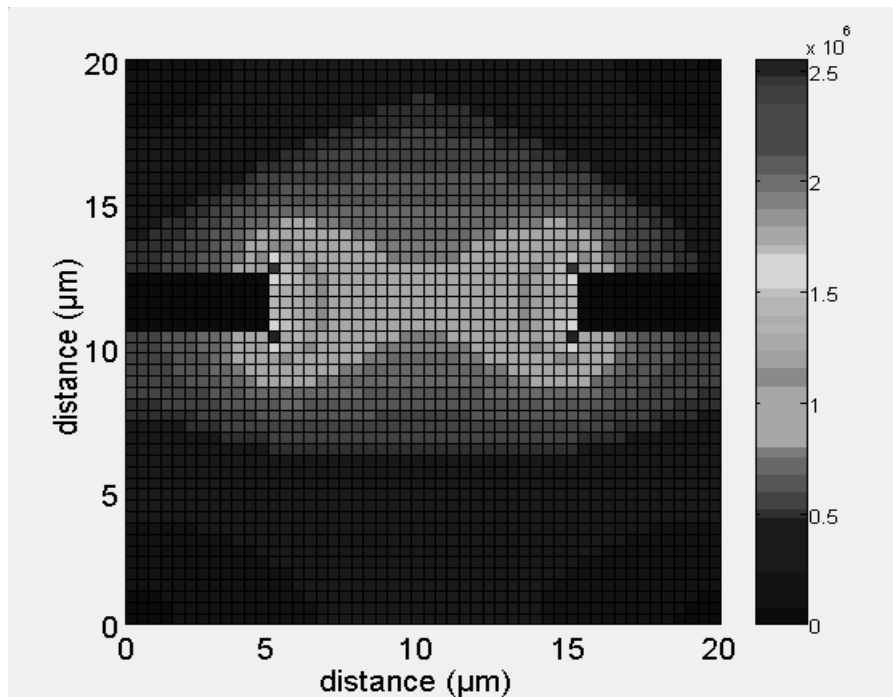


figure III.8 : amplitude du champ électrique dans la structure

L'effet de bord augmente l'intensité du champ dans les zones proches des électrodes et le diminue au milieu. L'intensité peut donc être localement 60% plus élevée (figure III.9) que la valeur moyenne (10^6 V/m) considérée dans le modèle.

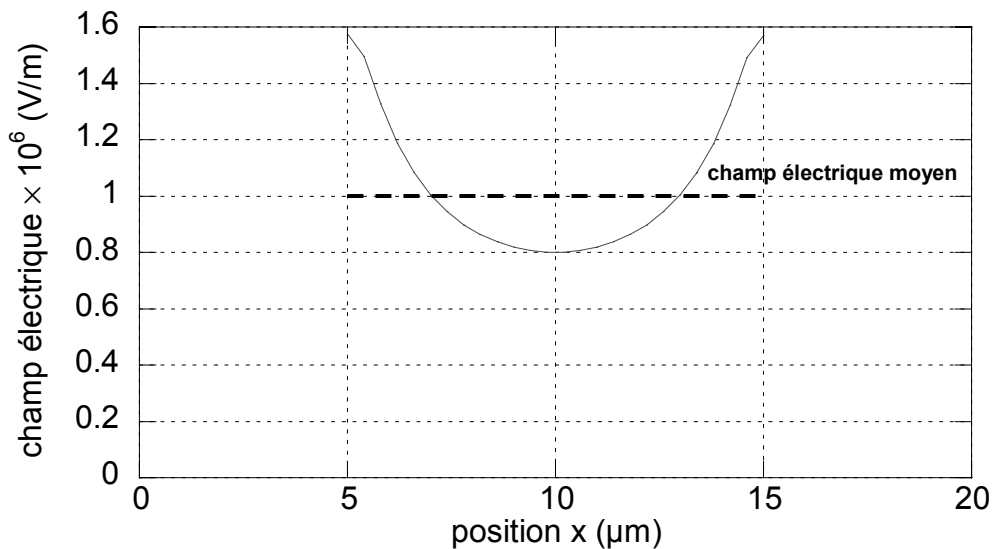


figure III.9 : intensité du champ électrique sur l'axe entre les deux électrodes

Cependant nous allons voir que l'hypothèse d'un champ électrique moyen reste valide dans certaines limites.

III.1.4.2 Homogénéisation du champ électrique : théorème de Ramo

Si on suppose une paire électron-trou générée à un endroit quelconque entre les électrodes séparées d'une distance d , la charge q de chaque particule se déplace avec une vitesse v et crée un courant dans le circuit i_q externe [Saleh] :

$$i_q = -\frac{q}{d}v \quad (\text{III.7})$$

(théorème de Ramo)

Si on considère une densité de porteurs N , la densité de courant j_q induite par les porteurs comprise dans une « tranche » d'épaisseur dx (figure III.10) est :

$$j_q = -\frac{Nq}{d}vdx$$

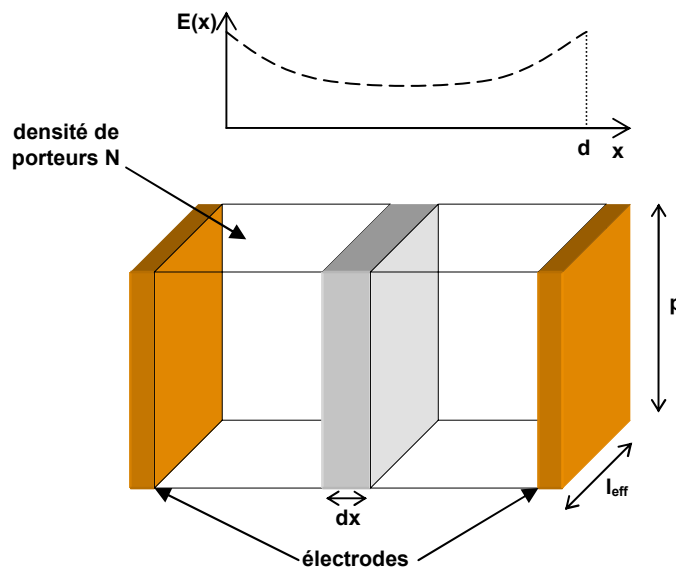


figure III.10 : champ électrique inhomogène dans une structure simplifiée

La vitesse des porteurs étant le produit de leurs mobilités μ_n et μ_p et du champ électrique $E(x)$, on peut écrire :

$$j_q = \frac{Nq}{d}(\mu_n + \mu_p)E(x)dx$$

Si les densités de porteurs évoluent temporellement de façon indépendante (présence d'un centre de recombinaison), la densité de courant induite dans le circuit externe va aussi dépendre du temps :

$$j_q(t) = \frac{q}{d}(n(t)\mu_n + p(t)\mu_p)E(x)dx$$

avec $n(t)$ et $p(t)$ les densités d'électrons et de trous. En considérant le champ électrique inhomogène $E(x)$ alors la densité de courant total générée est la somme des contributions du courant de chaque « tranche » de porteurs :

$$\begin{aligned} j(t) &= \int_0^d j_q(t) dx \\ &= \int_0^d \frac{q}{d} (n(t)\mu_n + p(t)\mu_p) E(x) dx \\ &= \frac{q(n(t)\mu_n + p(t)\mu_p)}{d} \int_0^d E(x) dx \\ &= \frac{e(n(t)\mu_n + p(t)\mu_p)}{d} \times V \end{aligned}$$

soit :

$$j(t) = \sigma_{cond}(t) \frac{V}{d} \quad (\text{III.8})$$

avec $\sigma_{cond}(t)$ déjà défini par l'équation (III.3). Le courant induit dans le circuit externe est donc le même que le courant à travers la section $l_{eff}P$:

$$i(t) = \sigma_{cond}(t) \frac{l_{eff}P}{d} V = \frac{V}{r(t)} \quad (\text{III.9})$$

avec $r(t)$ défini par l'équation (III.4). On voit que le courant total ne dépend pas de la distribution du champ électrique mais uniquement de la tension de polarisation. En effet chaque porteur contribue au courant au fur et à mesure qu'il se déplace. La distribution inhomogène du champ ne fait que distribuer les vitesses. Le courant total étant fonction de la somme des déplacements de chaque porteur, il ne faut donc plus considérer que la somme des vitesses et donc, indirectement, l'intégrale du champ électrique : la tension de polarisation.

Il faut toutefois noter que nous avons supposé la mobilité des électrons comme constante. Nous avons vu dans le premier chapitre que, sous fort champ, celle-ci peut chuter. Dans ce cas le calcul précédent n'est plus valable car le système n'est plus linéaire. De même, cette simplification n'est valable que si la densité de porteurs est supposée constante entre les deux électrodes.

Le théorème de Ramo suppose que la création d'une paire électron-trou génère instantanément un courant au niveau des plans des électrodes. Cette hypothèse reste valable dans notre cas puisque nous avons vu que nous pouvons considérer les phénomènes comme instantanés dans la structure.

Ceci nous permet donc de confirmer que les hypothèses choisies (structure adimensionnelle) sont justifiées et que le calcul est valable sous certaines conditions (pas de saturation de vitesse des électrons et pas de variation du champ en profondeur).

III.1.5 Méthode de calcul

La méthode de calcul utilisant les hypothèses précédemment énoncées est décrite sur la figure III.11. Le synoptique présente deux parties principales :

- à gauche, les aspects physiques dans le semiconducteur. Les flèches représentent des fluences de quantités physiques (photons ou électrons),
- à droite, les aspects électriques avec les éléments équivalents du circuit.

La résistance équivalente réalise le lien entre les deux aspects.

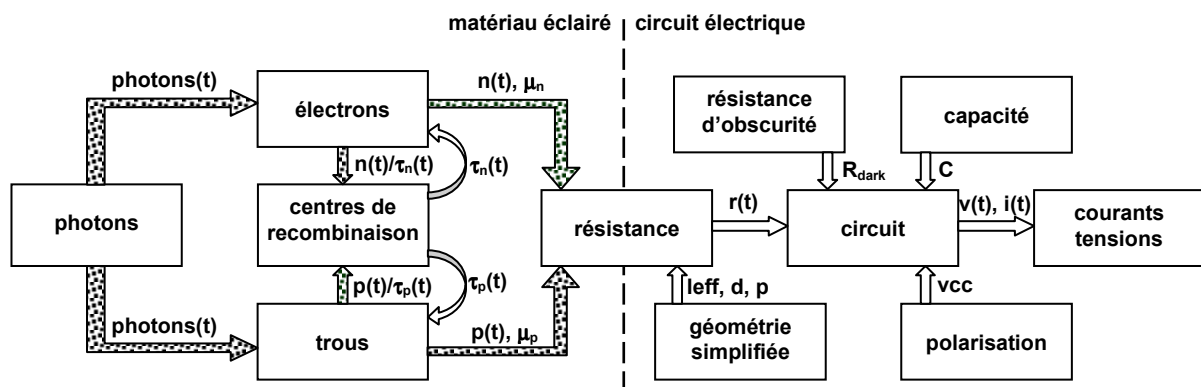


figure III.11 : synoptique de la méthode de calcul de la réponse d'un photocommutateur

Dans ce modèle simple les mobilités sont supposées constantes puisqu'on ne considère pas le phénomène de survitesse. En revanche le temps de vie des porteurs dépend de la densité de pièges libres, donc de la densité d'antisites ionisés et neutres à chaque instant.

III.1.6 Détails des calculs

Les calculs mis en œuvre font intervenir les équations classiques des semiconducteurs (taux de population des différents niveaux) et les équations de Kirchhoff liées au circuit électrique. Les grandeurs calculées sont basées sur les paramètres expérimentaux afin d'utiliser des quantités réalistes. Avant de détailler les calculs du modèle (qui utilise des grandeurs normalisées), il faut donc ajuster les paramètres mesurés.

III.1.6.1 Excitation

Pour simuler la réponse du photocommutateur à une impulsion optique nous devons calculer l'amplitude de celle-ci en fonction des conditions pratiques. Le laser émet des

impulsions à une fréquence de répétition f_{rep} avec une puissance moyenne P_{opt} . Une impulsion a donc une énergie :

$$E_{pulse} = \frac{P_{opt}}{f_{rep}} \quad (\text{III.10})$$

L'énergie d'un photon est définie par sa fréquence ν et la constante de Planck h . Le nombre de photons par impulsion est donc :

$$N_{photons} = \frac{E_{pulse}}{h\nu} \quad (\text{III.11})$$

En considérant un rendement quantique de 1 et le coefficient de réflexion du matériau R , la densité de photons générant effectivement des électrons dans le volume éclairé équivalent est :

$$D_{photons} = \frac{(1-R) \cdot N_{photons}}{l_{eff} \cdot d \cdot p} \quad (\text{III.12})$$

L'impulsion s'écrit sous la forme :

$$photons(t) = ampl_{gauss} \cdot e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau_{las}}\right)^2} \quad (\text{III.13})$$

avec comme amplitude :

$$ampl_{gauss} = \frac{D_{photons}}{\tau_{las} \cdot \sqrt{\pi}} \quad (\text{III.14})$$

Avec τ_{las} la durée en 1/e de l'impulsion. On peut noter que la relation entre les durées en 1/e et à mi-hauteur L_{MH} d'une impulsion gaussienne s'écrit :

$$L_{MH} = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \tau_{1/e} \approx 1.66\tau_{1/e} \quad (\text{III.15})$$

Maintenant que les conditions d'excitations normalisées sont connues, nous pouvons calculer les densités des porteurs et leur temps de vie dans le matériau.

III.1.6.2 Matériau

La modélisation du matériau est basée sur le modèle Shockley-Read-Hall (SRH) prenant en compte la présence d'un niveau profond agissant comme centre de recombinaison [Bube]. Il comporte donc trois niveaux d'énergie (bande de conduction, bande de valence, niveau de piège). Nous pouvons alors écrire les équations des taux de population des porteurs (électrons $n(t)$, trous $p(t)$, et électrons piégés $n_{piège}(t)$) dans chacun de ces niveaux en ne prenant

en compte que la génération et les recombinaisons non radiatives par les pièges (phénomène prépondérant de désexcitation dans un matériau rapide).

taux de population des porteurs libres :

$$\frac{dn(t)}{dt} = photons(t) - \frac{n(t)}{\tau_n(t)} \quad (\text{III.16})$$

$$\frac{dp(t)}{dt} = photons(t) - \frac{p(t)}{\tau_p(t)} \quad (\text{III.17})$$

taux de population des porteurs piégés :

$$n_{\text{piège}}(t) = p(t) - n(t) \quad (\text{III.18})$$

A l'équilibre thermodynamique, la densité de pièges est définie par la densité d'antisites ionisés $As_{Ga^+}^{equ}$ (pour les électrons) et neutres $As_{Ga^0}^{equ}$ (pour les trous). Hors équilibre, cette densité change et modifie le temps de vie des porteurs. La densité d'antisites ionisés As_{Ga^+} et neutres As_{Ga^0} est donc fonction de la densité de porteurs piégés :

$$As_{Ga^{+/0}} = As_{Ga^{+/0}}^{equ} \mp n_{\text{piège}}(t) \quad (\text{III.19})$$

Le temps de vie des porteurs s'écrit alors :

$$\tau_{n/p} = \frac{1}{As_{Ga^{+/0}} \cdot \sigma_{n/p} \cdot v_{th\ n/p}} \quad (\text{III.20})$$

avec $\sigma_{n/p}$ la section efficace de capture des électrons et des trous, et $v_{th\ n/p}$ leurs vitesses thermique (relation de Shockley, Read et Hall).

III.1.6.3 Circuiterie

Les équations de circuiterie sont relatives à la figure III.1. La résistance variable dépend de la densité de porteurs libres et sa valeur est définie par les équations (III.3) et (III.4). L'équation différentielle du circuit s'écrit :

$$\frac{du(t)}{dt} = \frac{1}{C} \left(\frac{V_{cc} - u(t)}{2Zc} - \frac{u(t)}{R(t)} \right) \quad (\text{III.21})$$

avec $u(t)$ la tension aux bornes du photocommutateur et $R(t)$ la résistance équivalente à la mise en parallèle de la résistance d'obscurité et de la résistance variable du matériau.

III.1.7 Résolution numérique du problème par la méthode des différences finies

Les équations telles qu'elles sont définies ci-dessus ne conduisent pas à des solutions analytiques. La méthode des différences finies convient particulièrement bien à ce type d'étude puisqu'elle est simple à mettre en œuvre et permet de résoudre des systèmes d'équations qui font intervenir des dérivées spatiales et/ou temporelles d'un ordre quelconque.

III.1.7.1 Principe

La méthode des différences finies est une méthode de discrétisation d'une équation différentielle ou d'un ensemble de relations aux dérivées partielles en un ensemble discret de N équations à N inconnues. Le principe même de cette méthode est la réécriture sous forme discrète (obtenue à partir d'une combinaison de développements limités) de toutes les dérivées présentes dans les équations décrivant le système physique. Il est possible de remplacer les termes de dérivées d'ordre 'n' par des discrétisations centrées ou par des discrétisations décentrées. Le choix de l'une ou l'autre forme permet de respecter des critères de précisions et/ou de stabilité du schéma numérique résultant. La dérivée temporelle d'une fonction f en un instant t_0 réécrite sous une forme discrète non centrée est :

$$\left. \frac{df}{dt} \right|_{t_0} = \frac{f(t_0 + \Delta t) - f(t_0)}{\Delta t} + \varepsilon(\Delta t^2) \quad (\text{III.22})$$

avec ε l'erreur d'ordre deux et Δt le pas temporel de discrétisation.

Dans notre cas, une discrétisation décentrée est suffisante en terme de précision car les incertitudes obtenues lors des mesures ne permettront pas d'effectuer des ajustements parfaits avec la théorie. Par exemple, l'équation (III.21) se réécrit sous la forme :

$$\frac{v((n+1)\Delta t) - v(n\Delta t)}{\Delta t} = \frac{1}{C} \left(\frac{E - v(n\Delta t)}{2Zc} - \frac{v(n\Delta t)}{R(n\Delta t)} \right)$$

donc (III.23)

$$v((n+1)\Delta t) = v(n\Delta t) + \frac{\Delta t}{C} \left(\frac{E - v(n\Delta t)}{2Zc} - \frac{v(n\Delta t)}{R(n\Delta t)} \right)$$

On peut donc décrire à chaque instant la tension aux bornes du photocommutateur en fonction de sa tension à l'instant précédent et de sa résistance instantanée.

III.1.7.2 Mise en œuvre

L'algorithme développé à partir des équations différentielles discrétisées va calculer instant après instant les valeurs des différentes quantités physiques et électriques. Après avoir déterminé la densité de photons, on déduit la densité de porteurs (électrons et trous) et la densité de pièges neutres (électrons piégés) donc la résistance et le temps de vie des porteurs

libres (figure III.12). Enfin, on résout les courants et tensions du circuit électrique. On incrémente le temps et on réitère ces calculs jusqu'au temps final. Le pas temporel de calcul est choisi de manière à être au moins 10 fois inférieur à la durée de l'impulsion optique pour garantir un calcul stable. Finalement, on calcule la moyenne du courant généré afin de pouvoir comparer aux mesures réalisées simplement à l'aide d'un ampèremètre.

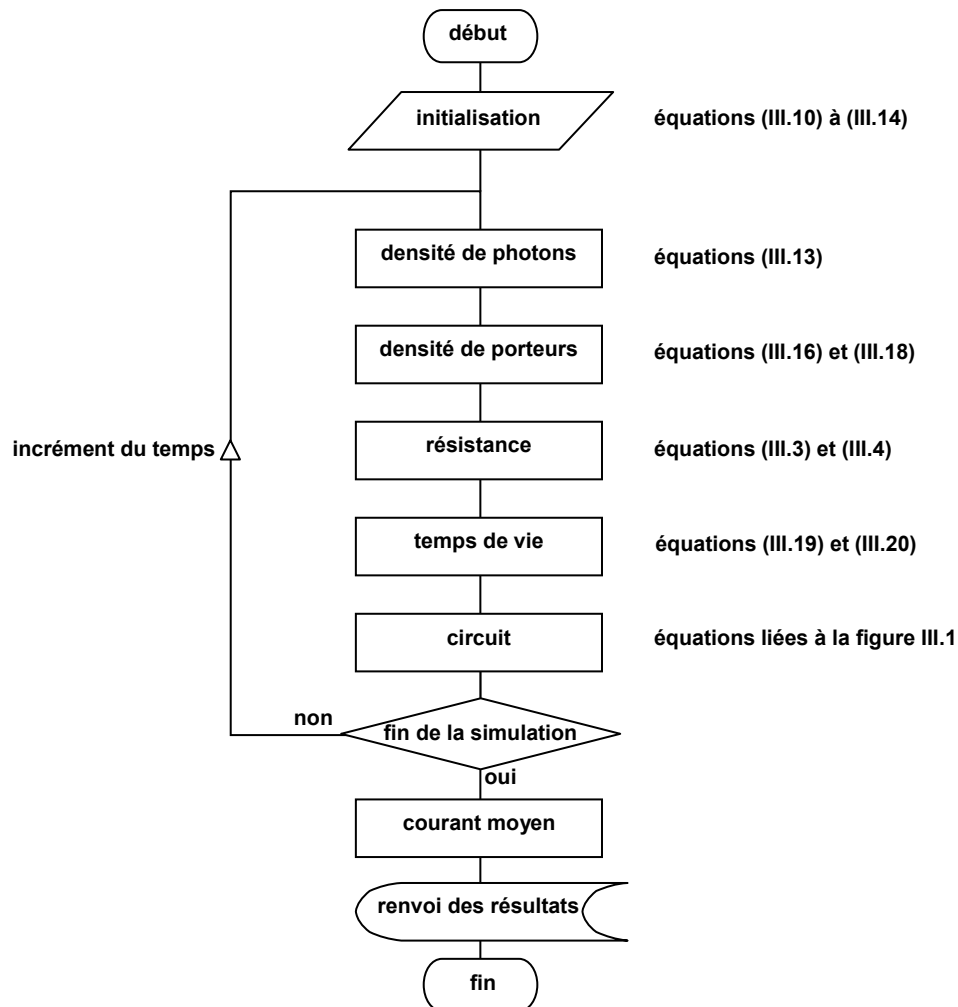


figure III.12 : organigramme de la méthode

Les paramètres utilisés pour le calcul sont les suivants :

calcul

- temps de simulation (T)
- nombre de points temporels (N_t)

excitation

- puissance moyenne (P_{opt})
- longueur d'onde (λ)
- durée de l'impulsion (τ_{las}) et taux de répétition (f_{rep}) en mode impulsif
- taille du spot (spot « rectangle » $l_{eff} \times d$ uniformément illuminé)
- profondeur d'absorption (p)

matériau

- mobilité des électrons et des trous (μ_n, μ_p)
- section efficace de capture des électrons et des trous (σ_n, σ_p)
- densité d'antisites ionisés et neutres à l'équilibre ($AsGa^+_{equ}, AsGa^0_{equ}$)
- vitesse thermique moyenne des porteurs ($v_{th\ n}, v_{th\ p}$)

circuit électrique

- tension de polarisation (V_{cc})
- impédances des lignes d'accès (Z_c)
- capacité du photocommutateur (C)
- résistance d'obscurité (R_{obs})

Un programme permet de gérer l'ensemble des variables de manière souple et d'automatiser les calculs paramétriques.

Bien que simple, ce modèle fait intervenir un grand nombre de paramètres dont certaines valeurs ne sont que rarement exactement connues, notamment en ce qui concerne le matériau. Les simulations permettent cependant de bien apprécier le comportement du dispositif et en particulier de voir l'influence de chaque paramètre sur sa réponse. Outre une compréhension approfondie de la relation entre le matériau et le circuit, on peut aisément optimiser le choix du matériau et de la configuration hyperfréquence en fonction de l'objectif visé. Le paragraphe suivant décrit une étude paramétrique d'un photocommutateur ayant des caractéristiques « classiques ».

III.2 Etude paramétrique du photocommutateur en régime impulsionnel

III.2.1 Conditions de simulations

Cette étude systématique se base sur un photocommutateur dont les dimensions géométriques sont proches de celles des dispositifs dont nous disposons. Les caractéristiques physiques du matériau sont fixées à des valeurs couramment rencontrées dans le GaAs BT. De même, l'excitation correspond aux caractéristiques d'un laser Ti : Sa. Toutes les simulations utilisent donc les paramètres suivants sauf mention contraire :

excitation

$$P_{opt} = 1\text{mW}$$

$$\lambda = 800\text{ nm}$$

$$\tau_{las} = 100\text{ fs à mi-hauteur}$$

$$f_{rep} = 75\text{MHz (impulsionnel)}$$

matériau

$$\mu_n = 500 \text{ cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\mu_p = 100 \text{ cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\text{AsGa}^+_{\text{equ}} = 4,54 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}, \sigma_n = 10^{-13} \text{ cm}^2, v_{\text{th}n} = 4.4 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} \Rightarrow \tau_n = 0.5 \text{ ps}$$

$$\text{AsGa}^0_{\text{equ}} = 3,57 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}, \sigma_p = 2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2, v_{\text{th}p} = 1.4 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} \Rightarrow \tau_p = 10 \text{ ps}$$

dimensions physiques (prenant en compte la focalisation)

$$l_{\text{eff}} = 100 \text{ } \mu\text{m}$$

$$d = 10 \text{ } \mu\text{m}$$

$$p = 2 \text{ } \mu\text{m}$$

caractéristiques électriques

$$E = 10 \text{ V}$$

$$Z_c = 50 \text{ } \Omega$$

$$C = 1 \text{ fF}$$

$$R_{\text{dark}} = 100 \text{ M}\Omega$$

III.2.2 Dynamique des porteurs et des courants

Cette première étude nous permet d'observer la dynamique des porteurs et des différents courants dans le dispositif dans un cas général. Les calculs sont réalisés de manière à faire apparaître quatre comportements différents :

- quasi-linéaire,
- saturation du matériau,
- saturation du circuit,
- saturation du matériau et du circuit.

Chaque cas peut être observé en ne changeant que certaines conditions expérimentales (puissance optique et/ou focalisation du faisceau). La valeur de la capacité est intentionnellement sous évaluée pour diminuer son influence et mieux faire apparaître les phénomènes liés au matériau et à l'impédance du circuit.

III.2.2.1 Fonctionnement quasi-linéaire

Ce cas est le plus trivial. Sous faible éclaircissement (ici 1mW), l'impulsion électrique générée est de faible amplitude et ne dépolarise que très peu le photocommutateur. De même, la densité d'électrons piégés est faible en regard de la densité de pièges et le temps de vie des électrons libres ne varie quasiment pas.

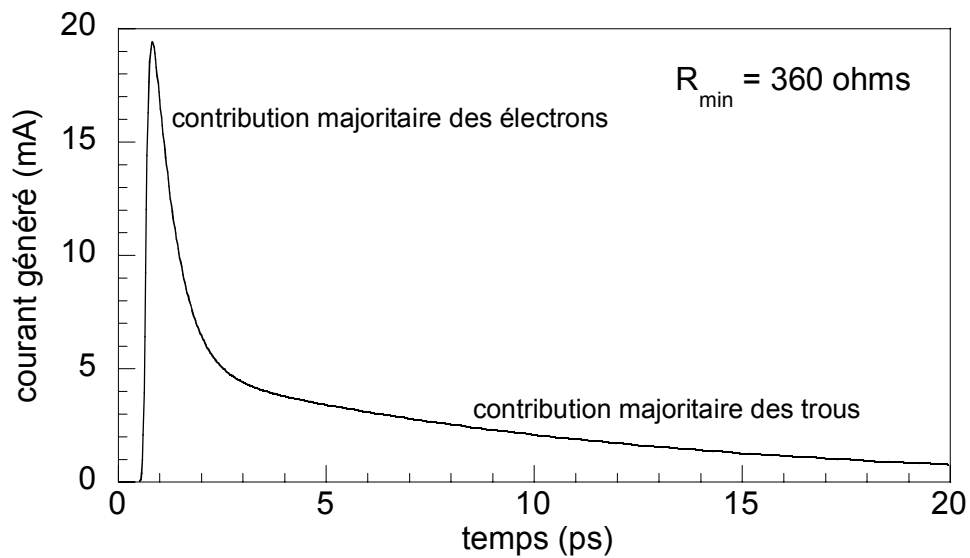


figure III.13 : courant généré par le photocommutateur

La figure III.13 représente l'impulsion de courant générée sur la ligne par le photocommutateur. La figure III.14 montre que le photocommutateur n'est que faiblement dépolarisé. La forme temporelle du courant généré est donc très proche de celle de la densité de porteurs (figure III.15). La réponse a effectivement la forme d'une double exponentielle montrant la contribution des électrons et des trous sur le courant généré.

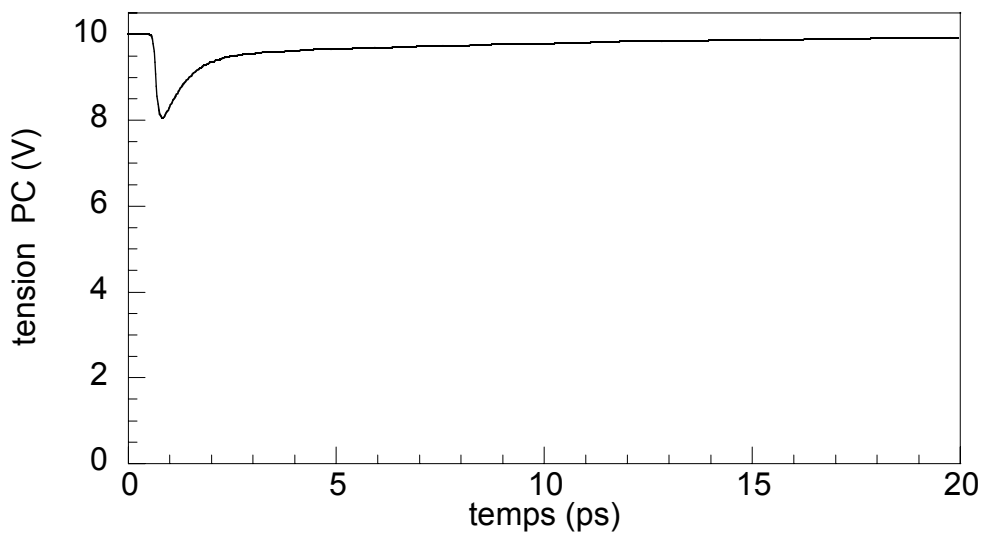


figure III.14 : tension aux bornes du photocommutateur

Sous faible éclairage et faible focalisation, on peut donc mesurer la dynamique des porteurs directement sur la réponse électrique du photocommutateur.

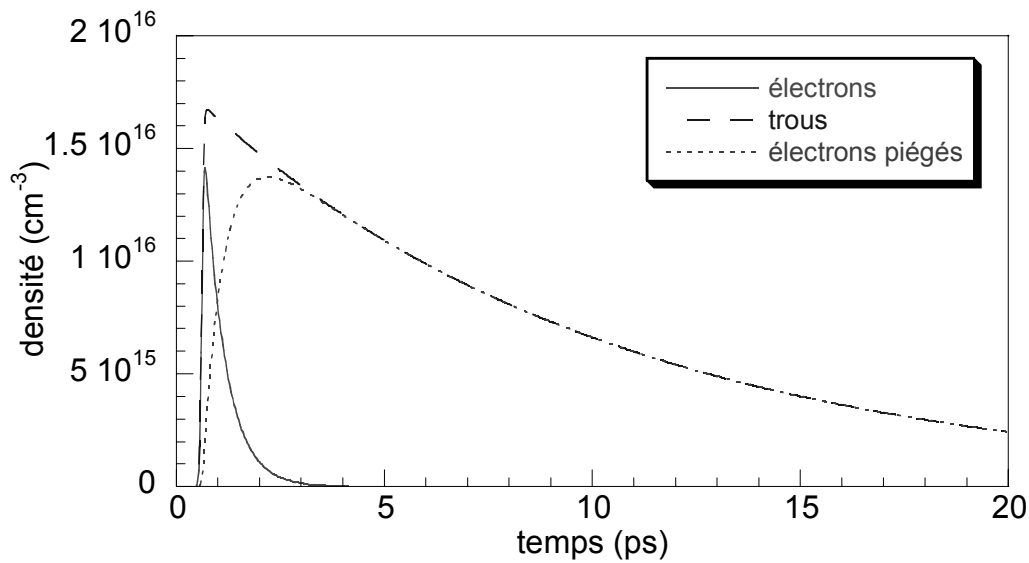


figure III.15 : dynamique des porteurs dans le matériau

III.2.2.2 Saturation du matériau

Pour faire apparaître la saturation du matériau, le faisceau est fortement focalisé. La longueur l_{eff} est ici de $5 \mu\text{m}$ et la puissance optique toujours de 1 mW . Comme nous l'avons vu au paragraphe III.1.4, la modification de la focalisation ne va pas changer la résistance minimale du photocommutateur et celui-ci ne va donc pas être fortement dépolarisé.

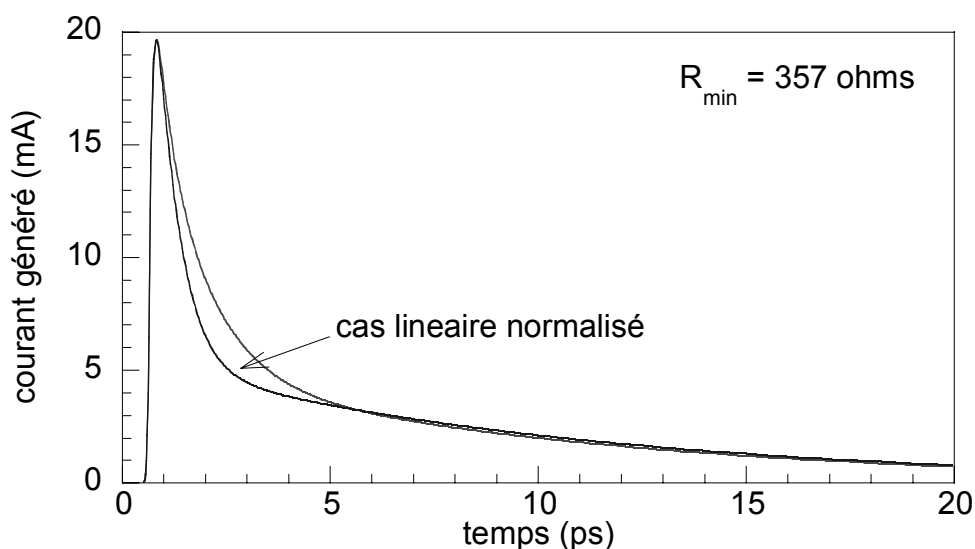


figure III.16 : courant généré par le photocommutateur

La figure III.16 représente la réponse du photocommutateur sous forte focalisation et le cas linéaire précédent normalisé. Ici la densité d'électrons générés, puis rapidement piégés, est du même ordre de grandeur que la densité de piège ($\approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ voir figure III.17). Le temps de vie des électrons va alors augmenter de façon significative puisque celui-ci est

dépendant de la densité de pièges libres (figure III.18). Dans ce cas, le temps de vie des électrons est plus que doublé. En d'autres termes, les électrons dans la bande de conduction doivent attendre que les pièges se vident pour se désexciter. Or, les pièges se vident par la recombinaison avec les trous, qui ont une durée de vie plus longue. L'évolution de la densité d'électrons n'est alors plus une simple exponentielle décroissante puisque leur temps de vie varie temporellement. Le courant généré présente alors l'évolution temporelle des électrons et lorsque l'on compare avec le cas linéaire normalisé, on voit clairement apparaître la saturation du niveau de piège. On peut noter que le temps de vie des trous varie lui aussi mais dans un rapport plus faible (moins de 10 %). Ceci est à peine visible sur la réponse électrique du photocommutateur et la composante lente du signal est similaire. Dans le cas limite, sous très forte saturation du niveau de piège, le temps de vie des électrons sera égal au temps de vie des trous.

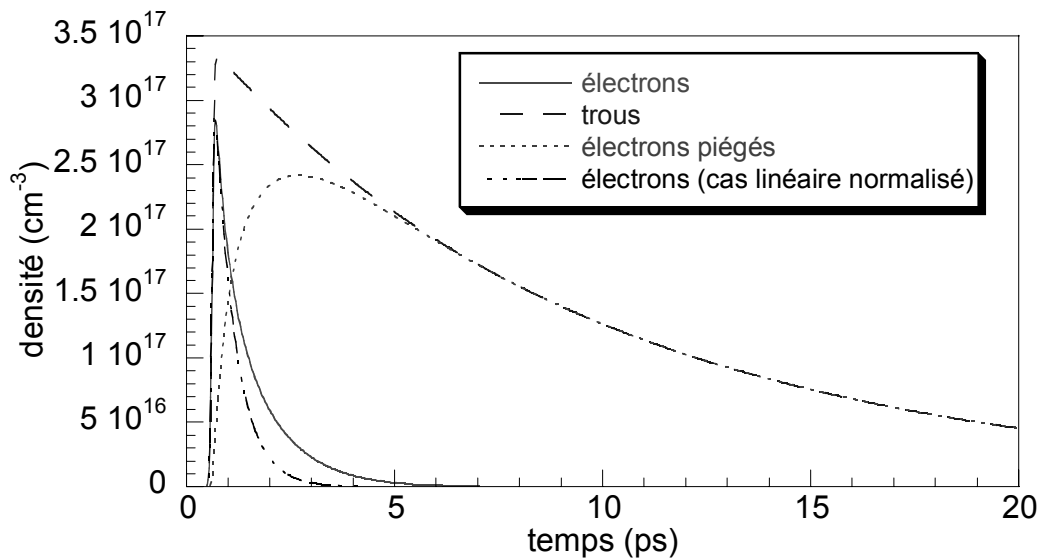


figure III.17 : dynamique des porteurs dans le matériau

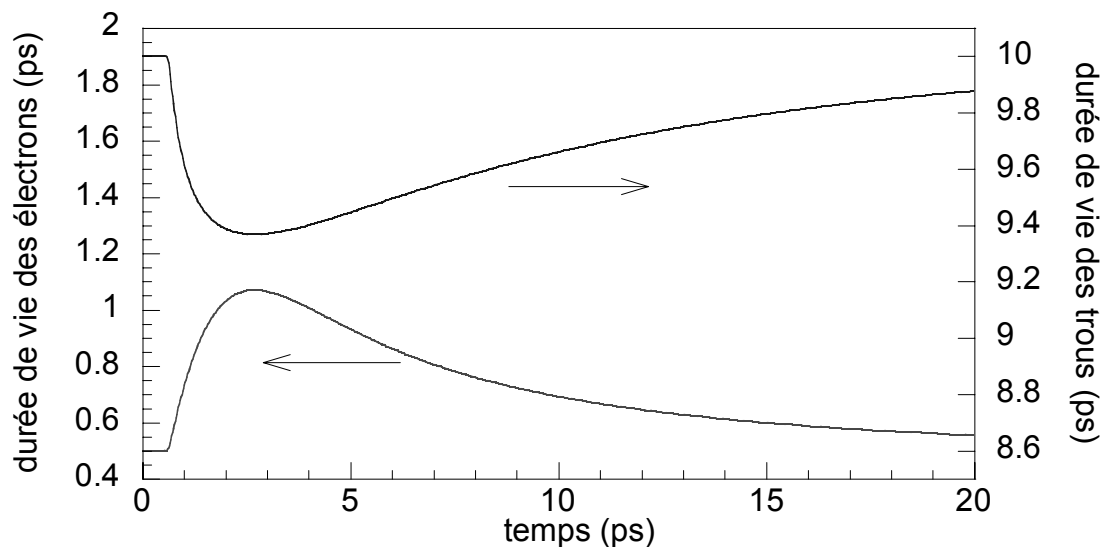


figure III.18 : durée de vie des porteurs libres

Ce type de mesure permet de mettre en évidence la présence d'un niveau de piège et d'estimer la densité de pièges libres à l'équilibre, donc la densité d'antisites ionisés dans le cas du GaAs BT.

III.2.2.3 Saturation du circuit

Par saturation du circuit, on entend ici sa dépolarisation entraînant une non-linéarité du courant par rapport à la densité de porteurs. Pour faire apparaître la saturation du circuit sans saturer le matériau, la longueur l_{eff} est gardée à 100 μm mais la puissance optique moyenne est multipliée par 10 (10 mW). Le niveau de piège reste près de sa valeur d'équilibre, mais la résistance du photocommutateur chute d'un facteur 10 et est alors comparable (35 Ω) aux impédances des lignes (50 Ω).

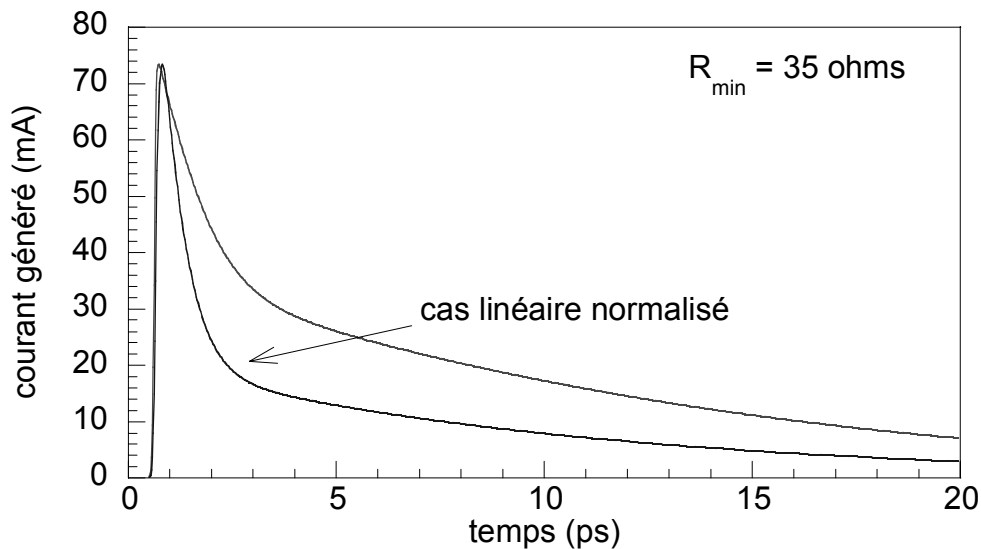


figure III.19 : courant généré par le photocommutateur

La figure III.19 représente la réponse du photocommutateur dans le cas où le circuit est saturé et dans le cas quasi-linéaire. Les deux allures sont différentes : dans le cas de la saturation, l'impulsion semble élargie et la composante lente est plus importante. La tension aux bornes du photocommutateur est représentée sur la figure III.20. On voit que, lors de l'éclairement, cette tension chute très fortement (environ d'un facteur 5) à cause des lignes qui présentent une impédance non nulle. Les électrons « voient » alors un champ électrique moindre et sont moins accélérés. L'amplitude de l'impulsion n'est plus linéaire par rapport à la densité de porteurs. En revanche, lorsque les électrons ne participent plus à la conduction, la tension se rétablit et les trous sont davantage accélérés comme le montre la valeur supérieure de la composante lente du signal sur la figure III.19.

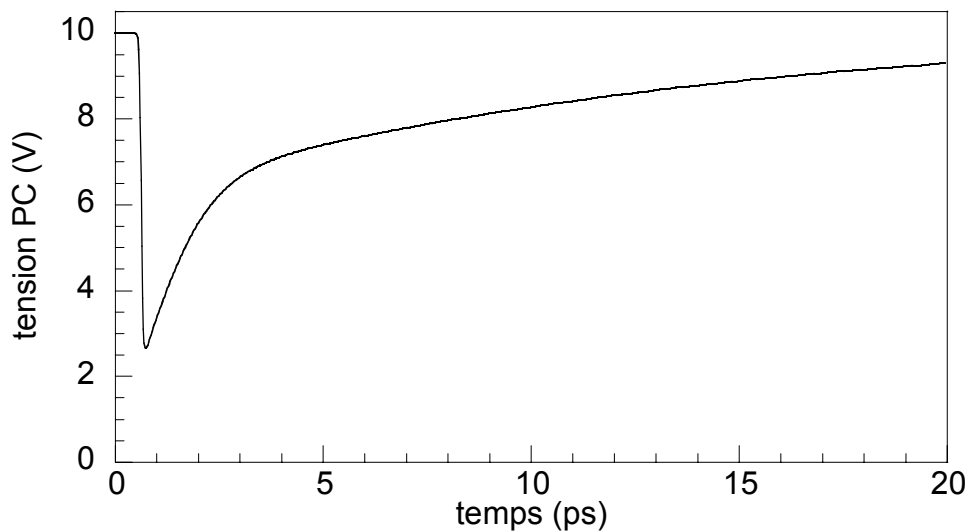


figure III.20 : tension aux bornes du photocommutateur

Ce phénomène est une limitation intrinsèque des photocommutateurs rapides. En effet, on ne peut pas avoir une impulsion courte de forte amplitude. Par contre, ceci peut nous permettre d'évaluer la résistance du photocommutateur comme nous le verrons au paragraphe III.2.2.5.

III.2.2.4 Saturation du matériau et du circuit

Ce dernier cas nous permet d'apprécier la forme de la réponse. La puissance optique moyenne est portée à 30 mW toujours sur 100 μm . Le temps de vie des électrons passe de 0,5 ps à 1,7 ps et la tension de polarisation de 10 V à 1 V. La figure III.21 représente la forme de la réponse. Il est difficile d'interpréter une telle courbe puisque plusieurs phénomènes sont liés.

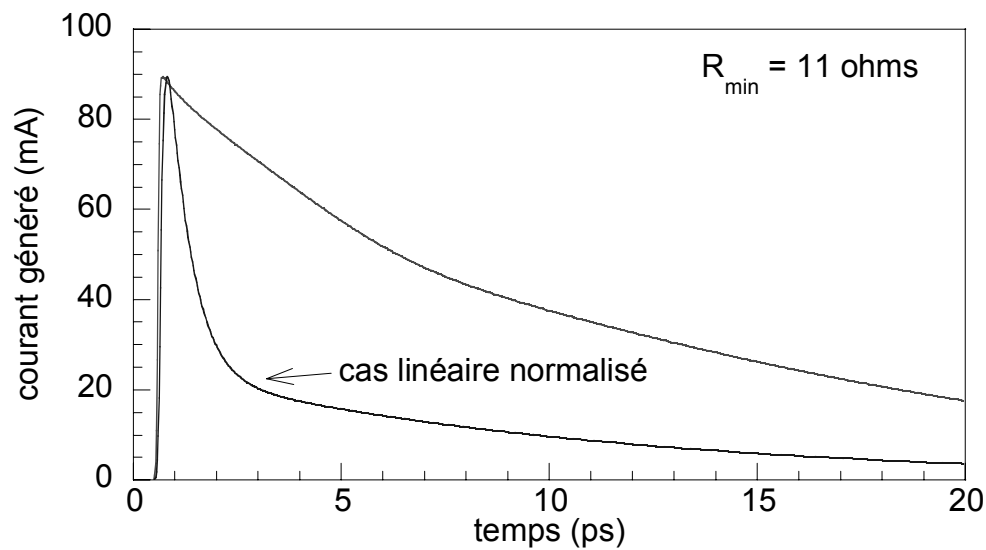


figure III.21 : courant généré par le photocommutateur

III.2.2.5 Courant pic et courant moyen généré en fonction de la puissance optique

Nous venons de voir que la réponse d'un photocommutateur n'est pas linéaire avec la puissance optique moyenne. L'étude de cette réponse peut donc nous apporter des informations sur le photocommutateur.

La figure III.22 trace l'amplitude du pic en fonction la puissance optique. On peut voir que, pour les faibles puissances, l'amplitude du pic est linéaire avec la puissance. En revanche, pour des puissances plus élevées (supérieures à 2 mW), on voit apparaître un phénomène de saturation. L'amplitude tend vers la valeur asymptotique de 100 mA. Cette limitation est due à l'impédance du circuit hyperfréquence. Dans notre cas, l'impédance des deux lignes constituant le photocommutateur est de 50Ω . Si sa résistance variable tend vers 0Ω , sous fort éclairage alors le courant maximum généré est bien de 100 mA sous 10 V ($V_{cc}/2Z_c$). On peut noter que l'amplitude ne varie pas même si le matériau sature. On peut donc tirer de cette courbe des informations sur le circuit.

En pratique, il est difficile de connaître la valeur du courant instantané. Avec cette méthode, si on connaît la valeur de l'impédance des lignes, il est possible d'évaluer le courant généré par le photocommutateur et donc sa résistance minimale en retraçant cette courbe de valeur asymptotique $V_{cc}/2Z_c$. On peut noter que le modèle ne prend pas en compte la résistance de contact entre les électrodes et le matériau ainsi que le comportement non ohmique du dispositif. Si sa valeur R_c est significative par rapport à l'impédance des lignes, la valeur asymptotique de la courbe sera $V_{cc}/2(Z_c+R_c)$. Connaissant la résistance du photocommutateur, on peut envisager d'extraire la mobilité des porteurs. Toutefois, dans le cas d'un photocommutateur interdigité, nous avons effectué de nombreuses hypothèses, rendant imprécise l'extraction de ce paramètre.

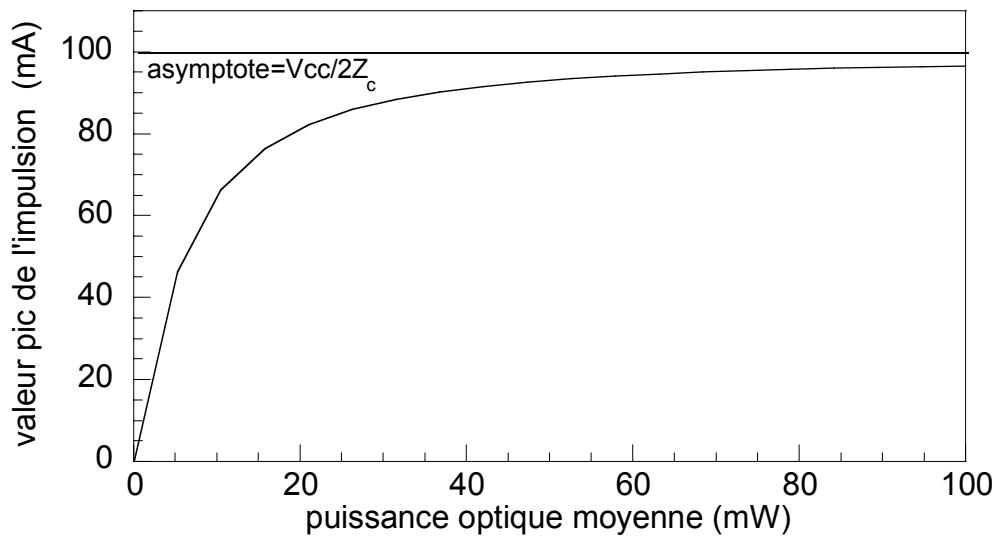


figure III.22 : amplitude de l'impulsion en fonction de la puissance optique

De même, en mesurant le courant moyen généré par le photocommutateur, il est possible de mettre en évidence l'influence du circuit hyperfréquence. La figure III.23 trace l'évolution du courant moyen mesuré dans trois cas différents :

- éclairage impulsionnel sans saturation des pièges ($l_{eff} = 200 \mu\text{m}$),
- éclairage impulsionnel avec saturation des pièges ($l_{eff} = 1 \mu\text{m}$),
- éclairage continu.

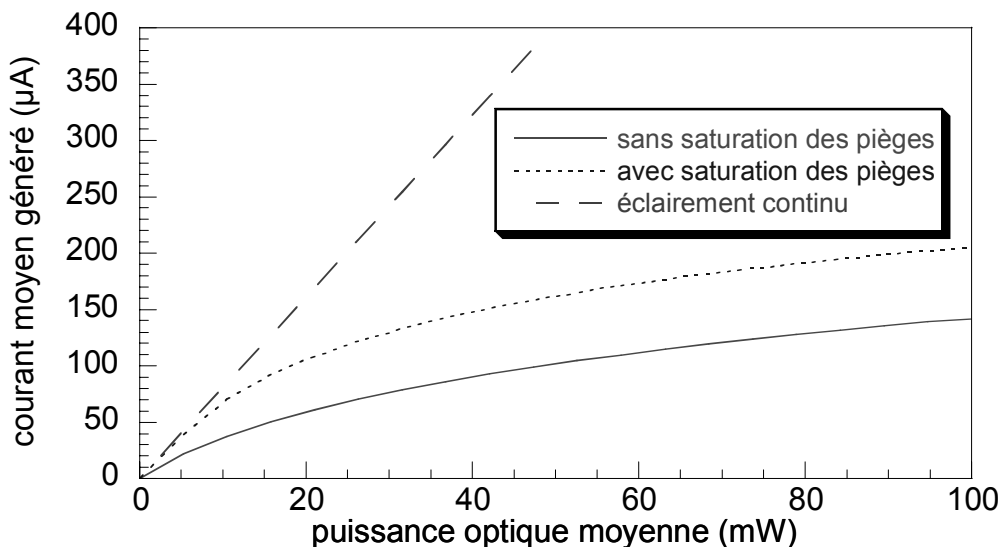


figure III.23 : courant moyen généré en fonction de la puissance optique

Le calcul du courant généré sous éclairage continu suppose simplement que le photocommutateur est une résistance reliée directement à la source de tension. Le circuit hyperfréquence n'intervient pas. Le courant I généré est alors :

$$I = V_{CC} \frac{P_{opt}}{d^2} \frac{e}{h\nu} (\tau_n \cdot \mu_n + \tau_p \cdot \mu_p) \quad (\text{III.24})$$

On remarque que la simplification de la géométrie décrite dans le paragraphe III.1.4 entraîne bien une indépendance entre le courant et la surface éclairée (focalisation du spot traduite par la variable l_{eff}).

Cette simulation met facilement en évidence la forte influence du circuit hyperfréquence sur le courant moyen généré. Ici, la courbe ne présente pas d'asymptote horizontale car l'effet de la composante lente est de plus en plus marqué pour les puissances optiques élevées à cause de la dépolarisation du circuit. Contrairement à la figure précédente, il est difficile d'extraire des informations. En effet, le courant moyen ne dépend pas que de la résistance minimale, mais aussi de la durée de l'impulsion électrique. Or, si le matériau sature, le temps de vie des électrons augmente et accroît le courant moyen.

III.2.3 Etude de l'influence des paramètres électriques

Cette étude porte sur l'influence des paramètres électriques (capacité et impédance des lignes) sur la réponse du photocommutateur. Cela permet de mieux apprécier l'influence de la géométrie et permet d'optimiser le dessin pour avoir une réponse optimisée en termes de temps et d'amplitude. Les simulations suivantes sont réalisées pour une puissance optique moyenne faible (1 mW) et une longueur l_{eff} de 100 μm afin de se baser sur une réponse linéaire du dispositif.

III.2.3.1 Capacité

Il est évident que la capacité a une influence néfaste sur la réponse du dispositif [Chou92]. Cependant l'importance exacte de celle-ci n'est pas forcément bien appréciée. Les peignes interdigités augmentent la sensibilité du dispositif mais aussi sa capacité. La figure III.24 représente le courant généré pour plusieurs capacités. On peut voir que non seulement celle-ci élargit l'impulsion mais elle en réduit aussi l'amplitude.

La figure III.25 et la figure III.26 montrent indépendamment le courant dans la résistance variable et dans la capacité. Pour une capacité nulle, le courant dans la résistance est le même que le courant généré dans la ligne. En revanche, on voit que pour des capacités plus élevées, les courants dans la capacité et dans la résistance peuvent être momentanément comparables voire quasiment égaux et de signes opposés. La figure III.27 trace le rapport i_c/i_r c'est-à-dire la contribution du courant dans la capacité par rapport au courant dans la résistance. On voit qu'à l'instant où le courant est maximum dans la résistance, la contribution du courant dans la capacité peut être très important (plus de 90% dans le cas d'une capacité de 10 fF). La capacité « absorbe » le courant généré. Ensuite, on voit que le rapport i_c/i_r redevient positif : la capacité se recharge par l'intermédiaire du circuit externe et génère donc un courant positif s'ajoutant au courant dans la résistance. Ce phénomène est visible sur la

figure III.24 : l'instant à partir duquel le courant généré avec une capacité devient supérieur au courant généré sans capacité correspond à la charge de la capacité. La durée de l'impulsion va donc être augmentée. Afin de réduire cette durée de recharge, il faut diminuer la constante $Z_c \cdot C$ du circuit. Tout comme la capacité, l'impédance des lignes va donc avoir un effet non négligeable sur la durée de l'impulsion générée.

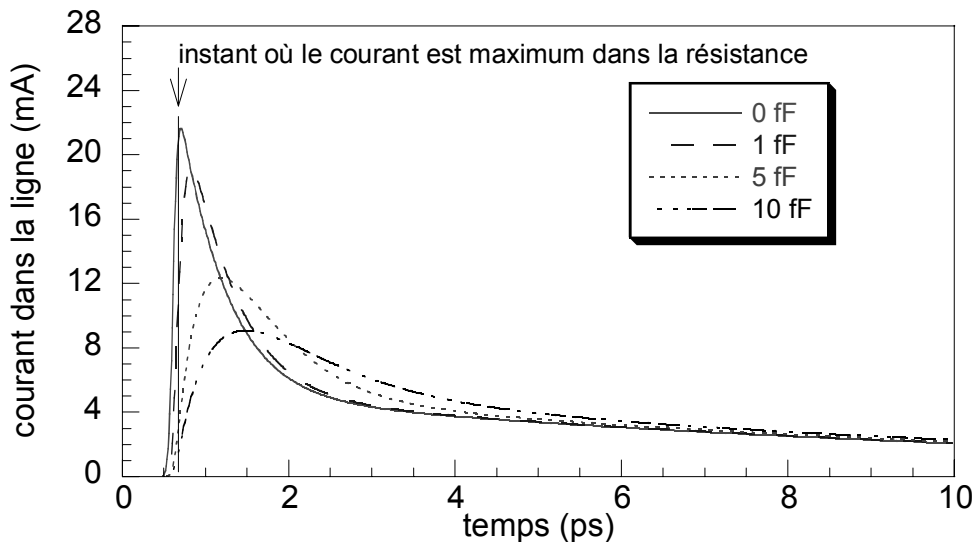


figure III.24 : courant généré dans la ligne

Il est effectivement admis que la constante $Z_c \cdot C$ du circuit doit être plus petite que le temps de vie des porteurs pour obtenir une réponse rapide. Or on peut voir ici que la capacité a une forte influence avant même que les porteurs ne se recombinent. En effet la variation de tension la plus rapide (celle qui sera la plus « absorbée » par la capacité) n'est pas due au piégeage rapide des électrons, mais à la durée de l'impulsion optique, qui peut être dans notre cas 5 à 10 fois plus rapide. On peut donc ajouter que la constante $Z_c \cdot C$ doit être inférieure à la durée de l'impulsion optique pour que l'impulsion générée ne soit pas trop influencée par la capacité. Enfin, on peut ajouter que, rigoureusement, le temps de charge et de décharge de la capacité est lié à l'impédance des lignes mise en parallèle avec la résistance variable du photocommutateur. Sous fort éclairage, cette résistance peut devenir bien inférieure à l'impédance des lignes et décharger la capacité d'autant plus vite. Si le temps de montée de l'impulsion peut se trouver réduit grâce à la décharge plus rapide de la capacité, en revanche, le temps de descente sera augmenté à cause de l'effet de la saturation du circuit (paragraphe III.2.2.3).

Le modèle montre que les courants dans la résistance et dans la capacité sont au même instant opposés. Ceci est parfaitement compréhensible du point de vue du circuit mais n'est pas trivial du point de vue physique car c'est le même dispositif qui présente simultanément des propriétés résistive et capacitive. Ces deux courants sont en fait de natures différentes. Le courant dans la résistance est le courant de conduction dû aux photoporteurs alors que le courant dans la capacité est dû à la (dé)polarisation du matériau. Lorsqu'un matériau est

soumis à un champ électrique, le centre de charge négatif du nuage électronique de chaque atome se trouve déplacé par rapport au centre de charge positif du noyau [Feynman] : le matériau est polarisé. Le déplacement du centre de charge de chaque atome induit un courant dans le circuit externe et correspond à la charge du condensateur. Dans notre cas, lorsque des photoporteurs sont créés, ils sont accélérés par le champ électrique et dépolarisent le dispositif. Le champ électrique décroît et les nuages électroniques retrouvent leur position d'équilibre : le déplacement des centres de charge se fait dans le sens opposé au photocourant. Le courant dans le circuit (la somme de ces deux courants) est donc diminué.

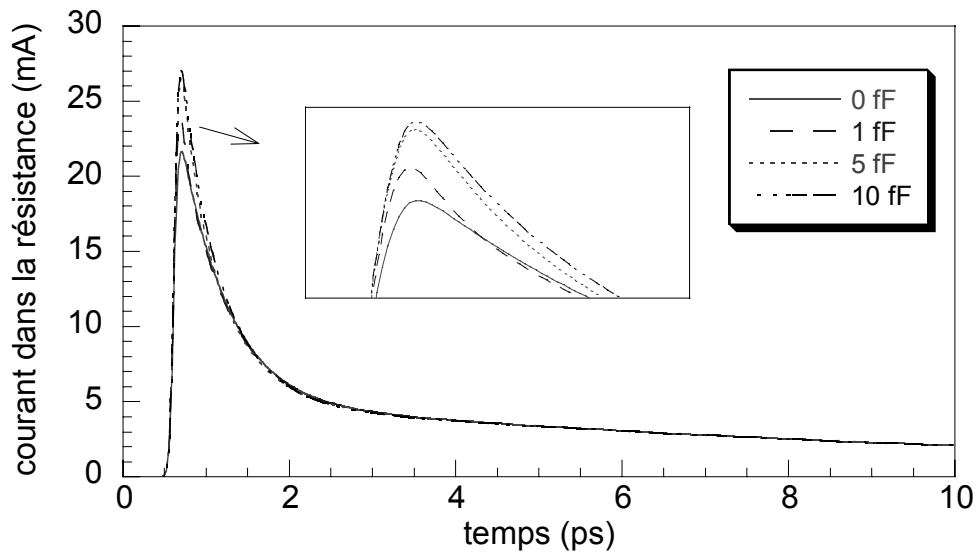


figure III.25 : courant dans la résistance variable

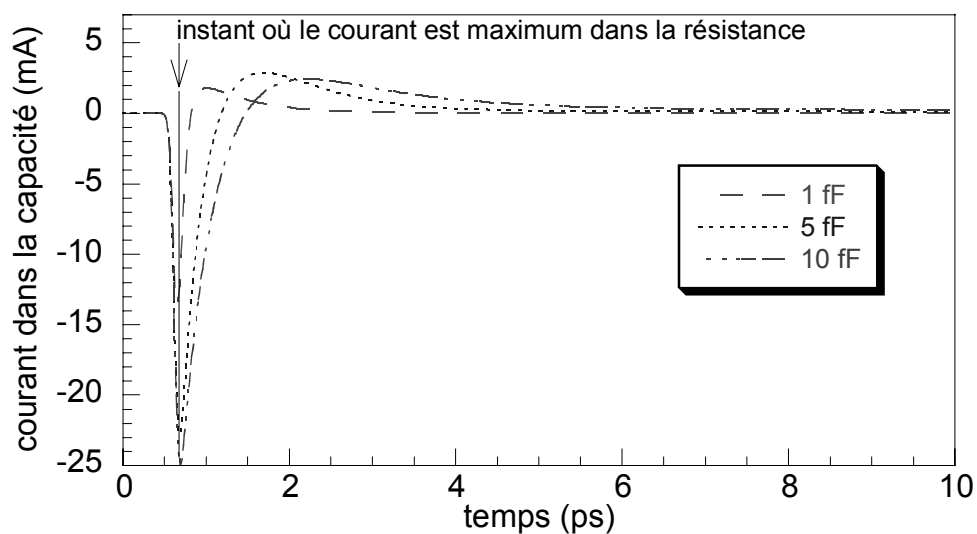


figure III.26 : courant dans la capacité

Enfin, on peut observer l'effet de la capacité sur le courant maximum dans la résistance. Sur le zoom de la figure III.25, le courant maximum dans la résistance est 20 % plus élevé pour une capacité de 10 fF que sans capacité. En effet la tension aux bornes du photocommutateur est « stabilisée » par la capacité et le dispositif se dépolarise moins lors de la génération de l'impulsion. La tension restant plus élevée, le courant dans la résistance est alors aussi plus élevé.

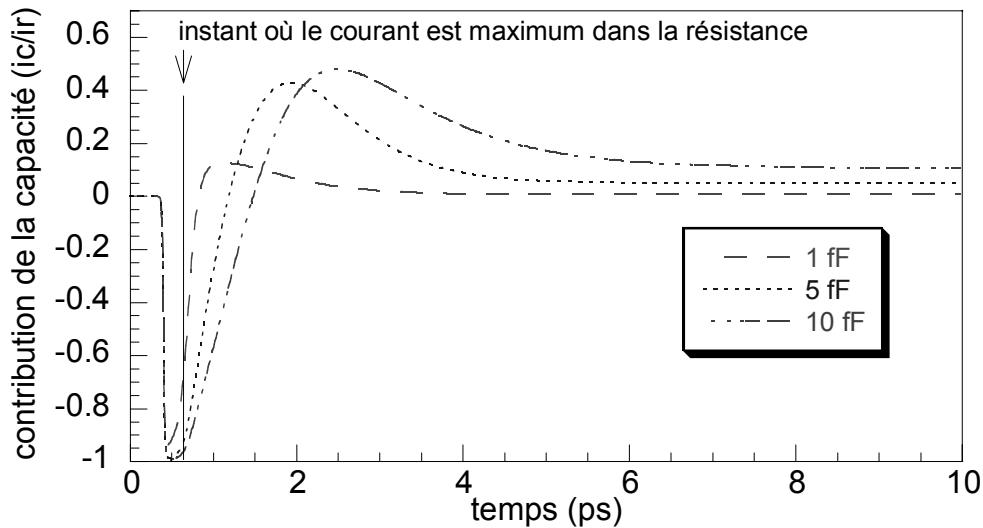


figure III.27 : contribution du courant de la capacité par rapport au courant de la résistance

La figure III.28 trace les spectres de l'impulsion de courant générée pour différentes capacités. Pour une valeur de 10 fF, le signal généré est réduit de 3dB par rapport au cas sans capacité à la fréquence de 200 GHz. A 1 THz, le signal est réduit de 14 dB.

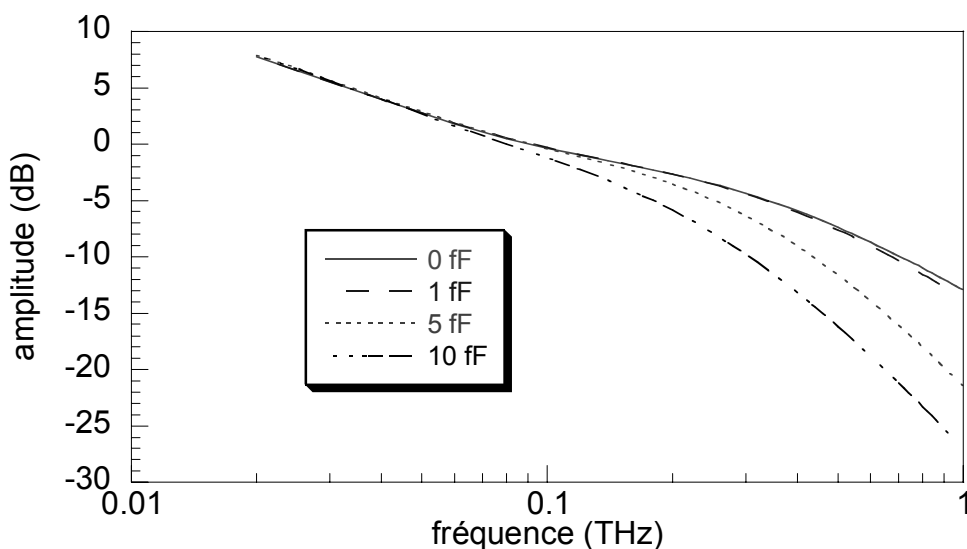


figure III.28 : spectre de l'impulsion générée

Ce paragraphe nous a permis d'étudier et de mieux apprécier l'effet de la capacité sur le signal généré. Il est évident qu'une diminution de la capacité est toujours nécessaire dans le cas des circuits rapides et nous avons pu voir que le choix de la géométrie, donc de la capacité et de l'impédance des lignes, doit se faire non seulement en fonction du temps de vie des porteurs, mais aussi en fonction de la durée de l'impulsion optique. Le paragraphe suivant nous permet de mieux apprécier l'influence de l'impédance des lignes sur le signal généré.

III.2.3.2 Impédance des lignes

Comme nous venons de le voir, l'impédance des lignes a une influence notable sur la forme du signal généré. La figure III.29 représente le signal généré pour plusieurs impédances de ligne. Comme décrit précédemment, pour une impédance plus élevée, la partie décroissante de l'impulsion est plus lente car la capacité se recharge plus lentement.

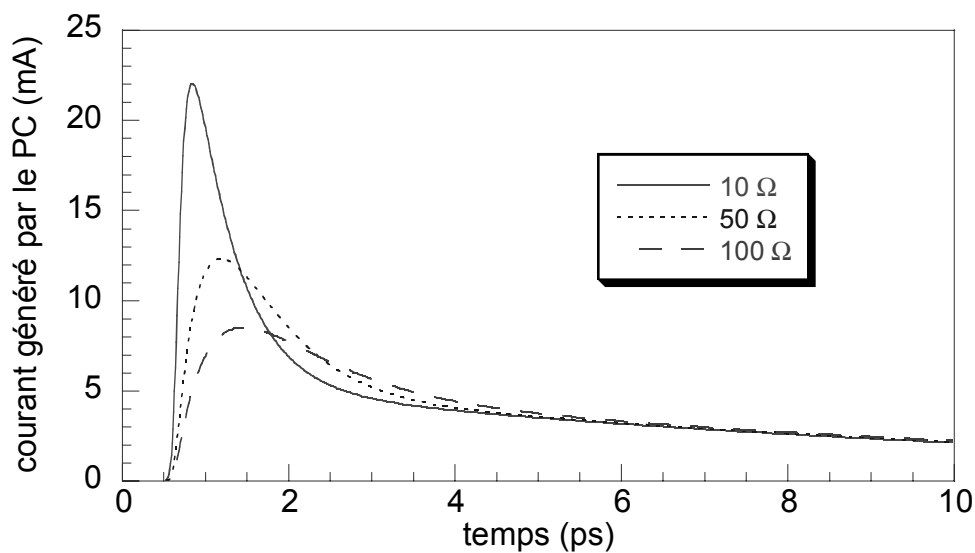


figure III.29 : courant généré par le photocommutateur

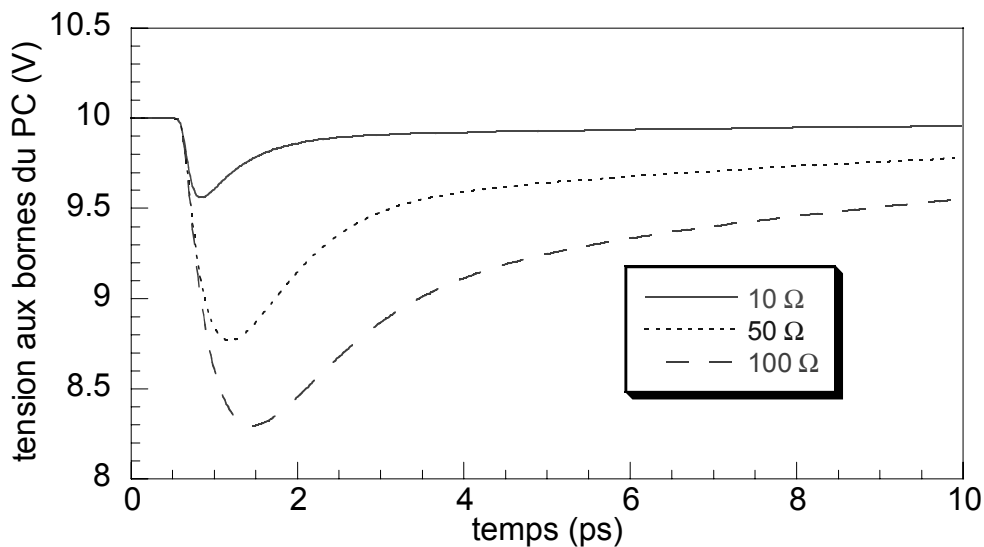


figure III.30 : tension aux bornes du photocommutateur

De plus on observe que l'amplitude de l'impulsion est plus élevée et que le front de montée est plus court pour une faible impédance. En effet on peut voir sur la figure III.30 que le photocommutateur se dépolarise au fur et à mesure que sa résistance diminue. Cet effet est encore plus marqué pour une forte impédance car le courant généré induit une chute de tension plus élevée à ses bornes. Cet effet se retrouve bien sur le spectre de l'impulsion de courant (figure III.31) où on observe une chute importante de l'amplitude du signal dans les hautes fréquences.

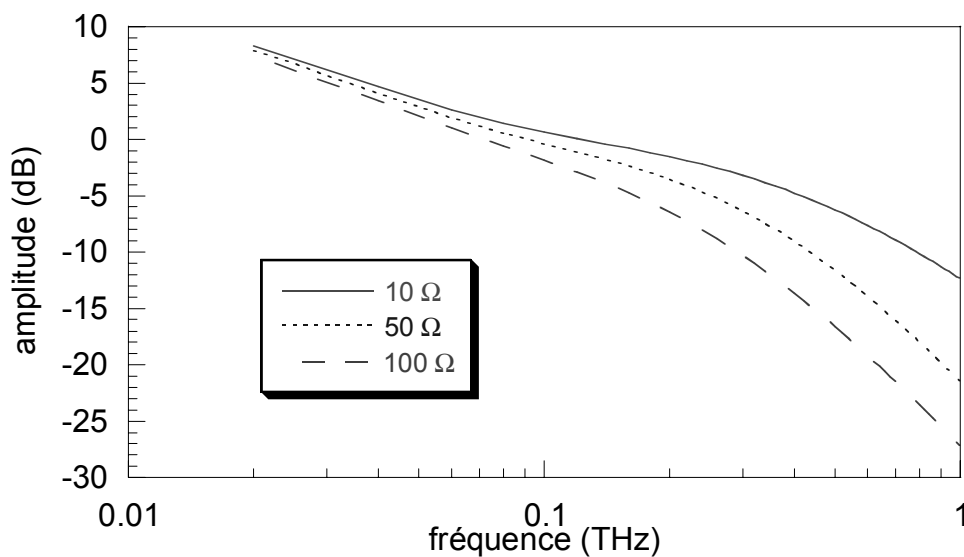


figure III.31 : spectre de l'impulsion générée

L'impédance des lignes est donc un paramètre critique influençant considérablement le spectre de l'impulsion générée. Si l'accord d'impédance avec le circuit externe n'est pas forcément souhaité, on pourra fixer l'impédance la plus faible possible en fonction des contraintes technologiques et expérimentales. Enfin, on peut noter qu'une impédance faible se traduit sur la géométrie par une diminution de l'espace entre le conducteur central et les masses. Cette configuration permet de limiter les pertes par rayonnement [Desplanque03] et ainsi de propager une impulsion courte sur une distance plus longue.

III.3 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'étudier la dynamique des courants et des porteurs dans un photocommutateur ultrarapide en se basant sur un modèle mixte matériau / électrique. La simplicité du modèle nous a contraints à faire quelques hypothèses qui limitent le domaine de validité des résultats. La méthode numérique des différences finies dans le domaine temporel a permis de résoudre le système d'équations différentielles. La brève étude paramétrique met en évidence les phénomènes liés au matériau (saturation du niveau de pièges) et au circuit hyperfréquence (dépolariation du photocommutateur). Nous avons ainsi défini une méthode simple permettant de mesurer la valeur absolue du courant généré. On a pu montrer que les conditions expérimentales et la géométrie du photocommutateur ont une forte influence sur la réponse du dispositif et en particulier sur le spectre généré. Cela permettra par la suite de mieux dimensionner les dispositifs en fonction de l'objectif désiré (bande passante ou sensibilité). Le chapitre suivant permet de valider le modèle en comparant les mesures avec les résultats théoriques.

IV Validation du modèle théorique

Le modèle décrit dans le chapitre précédent va nous permettre de mieux comprendre les phénomènes liés au matériau et au circuit électrique. Dans ce chapitre, nous allons analyser plus en détail certaines mesures effectuées au deuxième chapitre. Nous allons principalement mettre en évidence l'influence du circuit hyperfréquence et l'augmentation de la durée de vie des électrons due à la saturation du niveau de pièges. Enfin, nous allons décrire une mesure pompe-sonde photoconductive qui nous a permis d'observer le temps de relaxation du photocommutateur. Le modèle nous permettra d'observer en détail les différents phénomènes et ainsi d'interpréter précisément cette mesure.

IV.1 Simulation d'une impulsion seule

Ce premier ajustement nous permet de faire une appréciation de l'accord entre la théorie et la mesure. La mesure (figure IV.1) effectuée par échantillonnage photoconductif fait apparaître trois différents temps de relaxation. Le modèle ne prenant en compte que les deux temps de relaxation dus aux électrons et aux trous, la mesure ne peut pas être parfaitement ajustée à la théorie. Sur cette même figure nous avons ajusté deux simulations. On voit bien apparaître trois différents temps de relaxation. Le premier temps (500fs) correspond au temps de vie électrons dans le GaAs BT : Be [Krotkus02] et est commun aux deux simulations. Le deuxième temps (10 ps) est le temps de vie des trous dans ce même matériau. Le dernier temps (environ 100 ps) semble être dû au substrat. En effet la couche de matériau rapide est épaisse d'environ 1,5 μm , distance inférieure à la profondeur d'absorption de la lumière dans le matériau. Or, le GaAs BT : Be est déposé directement sur le substrat de GaAs, sans couche tampon, laissant ainsi apparaître des effets lents dus aux photoporteurs générés dans ce matériau. Cet effet a été calculé dans [Beard01]. Le modèle ne prenant pas en compte une telle structure, nous effectuerons les simulations suivantes en supposant le temps de vie des trous égal à 10 ps. Malgré cette approximation nous verrons par la suite que ce modèle simple explique très bien la réponse du photocommutateur. Les simulations suivantes sont réalisées avec les paramètres ci-dessous sauf mention contraire :

laser

$$P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$$

$$\lambda = 800 \text{ nm}$$

$$\tau_{\text{las}} = 100 \text{ fs}$$

circuit électrique

$$E = 10 \text{ V}$$

$$Z_c = 50 \text{ } \Omega$$

$$C = 4,3 \text{ fF}$$

$$R_{\text{dark}} = 100 \text{ k}\Omega$$

géométrie

$$d = 10 \text{ } \mu\text{m}$$

$$p = 2 \text{ } \mu\text{m}$$

$$l_{\text{eff}} = 200 \text{ } \mu\text{m}$$

matériau

$$\mu_n = 500 \text{ cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\mu_p = 65 \text{ cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \text{ (10 ps)} \text{ ou } \mu_p = 25 \text{ cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \text{ (100 ps)}$$

$$AS_{\text{Ga}^+}^{\text{equ}} = 4,54 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

$$AS_{\text{Ga}^0}^{\text{equ}} = 3,57 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$$\sigma_n = 1 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_p = 2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \text{ (10 ps)} \text{ ou } \sigma_p = 2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ (100 ps)}$$

$$v_{\text{th n}} = 4,4 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$v_{\text{th p}} = 1,4 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$$

} [Krotkus02]

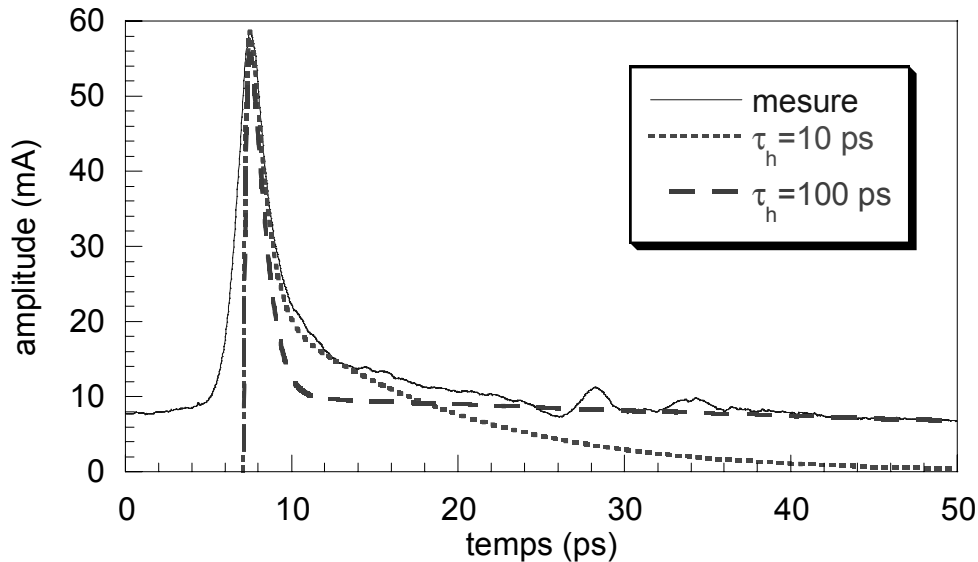


figure IV.1 : comparaison mesure / théorie de l'impulsion générée

L'amplitude théorique de ce signal est d'environ 60 mA. Nous avons vu que le matériau présente un comportement non ohmique rendant non-linéaire la dépendance entre le courant et la tension. Le modèle ne prenant pas en compte ce comportement, l'amplitude théorique (59 mA) est donnée à titre d'information et ne correspond pas à la réalité.

Le temps de montée mesuré est supérieur à la théorie. Cela est dû à la combinaison de plusieurs effets. Tout d'abord, avant la mesure, l'impulsion s'est propagée sur environ 200 μm et s'est dispersée, entraînant ainsi une augmentation réelle du temps de montée. Ensuite, la mesure photoconductive est le résultat de la corrélation entre les deux impulsions électriques de génération et de mesure. La résolution temporelle de la mesure est donc limitée par la durée de ces impulsions. Enfin, la largeur du spot de mesure n'est pas nulle. A chaque point temporel de mesure, l'impulsion est échantillonnée, non pas en un point de l'espace, mais sur une distance correspondant au diamètre du spot. Dans ce cas la résolution temporelle est limitée par le temps que met une onde électrique à se propager le long de cette distance. Lors des mesures il convient de focaliser le plus possible le spot de mesure afin d'avoir la résolution temporelle la plus petite possible [Rialland00].

IV.2 Saturation du circuit

Nous avons vu au chapitre précédent que l'amplitude du signal sature sous fort éclairage. La mesure présentée sur la figure II.30 du chapitre II nous permet de tracer l'amplitude crête du signal en fonction de la puissance optique (figure IV.2) et fait bien apparaître la saturation du signal due au circuit hyperfréquence. L'encart est un rappel des mesures effectuées. Le courant maximum i_{\max} peut être évalué en ne prenant en compte que les éléments résistifs du circuit [Grigoras91] :

$$i_{\max} = \frac{E}{2 \cdot Z_c + R_c + R_{\min}} \quad (\text{IV.1})$$

Avec R_c la résistance de contact et R_{\min} la résistance minimum du photocommutateur. La résistance de contact est considérée comme nulle dans le calcul de la figure suivante. La résistance minimum est proportionnelle à l'inverse de la densité de porteurs, donc de la puissance optique. On voit que l'allure des courbes théoriques (calculées de manière analytique et numérique) correspond bien à la mesure. On notera que l'analyse numérique nous permet de prendre en compte la présence de la capacité contrairement à la formule analytique. Cependant, tout comme précédemment, le comportement non ohmique ne nous permet pas d'utiliser cette simulation pour calibrer en absolu les impulsions mesurées. De même, la résistance minimale (donnée par la géométrie et la mobilité des électrons) a une forte influence sur la pente à l'origine de la courbe. Par exemple, en choisissant une mobilité plus faible, on diminue cette pente et il est possible de faire un ajustement plus précis de la théorie avec la mesure. Toutefois l'ajustement exact des deux courbes n'apporterait pas d'information pertinente sur la valeur absolue de la mobilité étant donné le nombre important de paramètres inconnus.

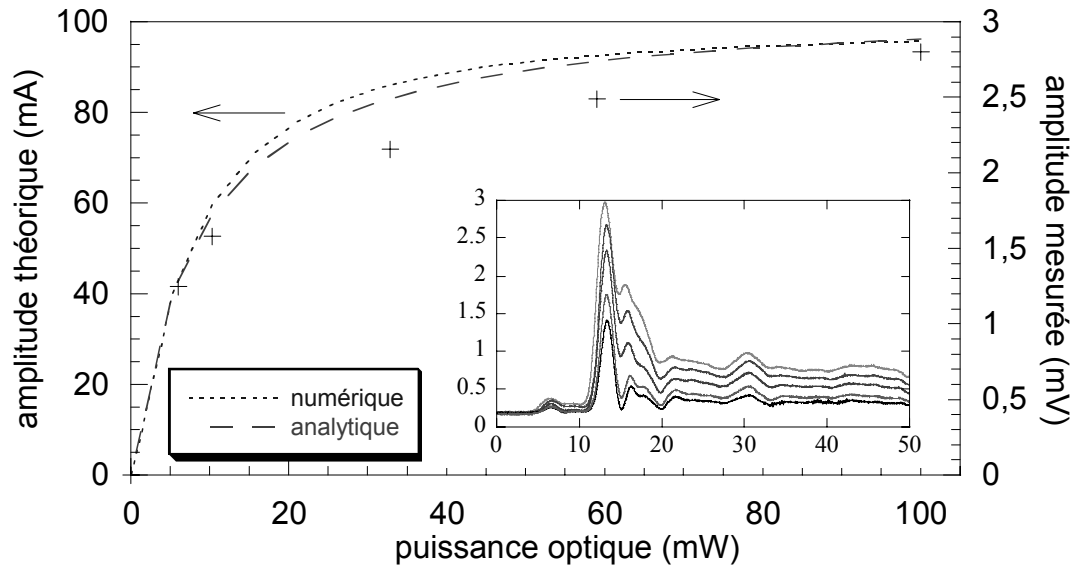


figure IV.2 : amplitude de l'impulsion générée en fonction de la puissance optique

Cette saturation du circuit hyperfréquence est évidente sur la figure IV.3. Pour cette mesure, on éclaire le photocommutateur polarisé sous 10 V avec une puissance optique variable et on mesure le courant généré avec un ampèremètre. Deux cas sont étudiés : le laser éclaire en continu ou en mode impulsif. On constate que, sous éclairage continu, le courant est une fonction quasi linéaire de la puissance, comme prévu par l'équation III.24. La non-linéarité apparaissant à forte puissance est due à la présence des résistances de contact et des doigts qui limitent le courant généré.

En revanche, sous éclairage impulsif le courant est une fonction sous linéaire de la puissance optique. En effet, sous fort éclairage, deux phénomènes peuvent apparaître (voir chapitre précédent) :

- saturation du niveau de piège du matériau,
- saturation du circuit électrique (dépolariation du photocommutateur).

Dans le premier cas le courant moyen est augmenté car les électrons ont un temps de vie supérieur. Dans le deuxième cas, le courant moyen est diminué car le photocommutateur se dépolariation et les porteurs sont moins accélérés (phénomène identique à la précédente mesure). Dans le cas général, ces deux phénomènes sont liés puisqu'ils dépendent directement de la densité de porteurs. En fonction des caractéristiques du matériau et du dispositif, on observe un comportement sur-linéaire ou sous-linéaire. Par exemple, si la mobilité des électrons est très faible, la réponse sera sur-linéaire car le matériau va saturer avant le circuit.

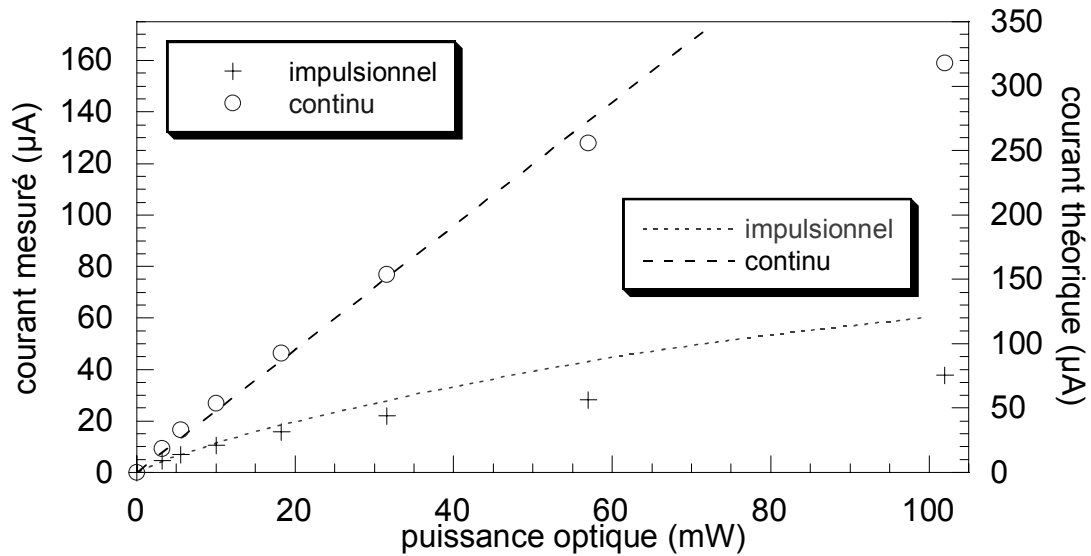


figure IV.3 : mesure et simulation du courant moyen généré par le photocommutateur

Ici la réponse mesurée est clairement sous-linéaire et les simulations montrent bien ce phénomène. Le courant moyen mesuré est environ deux fois inférieur à celui calculé. Là encore, le comportement non-linéaire du matériau limite le courant généré. Le calcul de la résistance équivalente est présenté sur la figure IV.4. L'ensemble de ces mesures montre clairement la limitation du courant maximum due à l'impédance du circuit hyperfréquence.

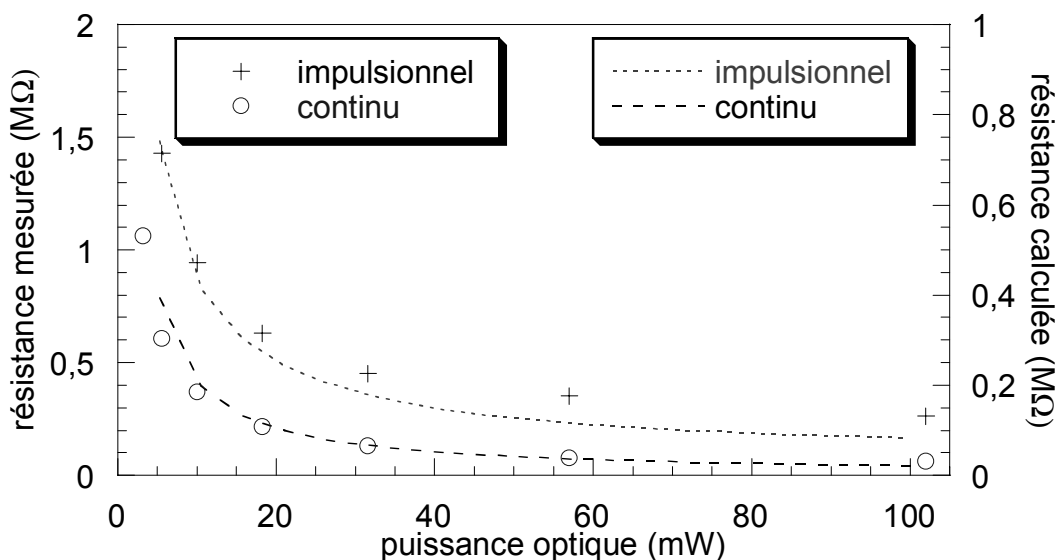


figure IV.4 : mesure et simulation de la résistance moyenne du photocommutateur

La figure IV.5 présente la même mesure mais cette fois le spot lumineux éclaire l'espace entre un plan de masse et le ruban central. Outre un courant mesuré plus faible, on peut voir que l'influence du circuit est légèrement inférieure dans ce cas. En effet, la figure

IV.6 représente le rapport entre le courant impulsionnel et le courant continu pour les deux expériences. Cette figure représente l'importance de la non-linéarité en fonction de la puissance optique. On voit que, pour les faibles puissances optiques, le courant généré en impulsionnel est proche du courant généré en continu alors que pour les fortes puissances il peut être cinq fois inférieur. Par exemple, pour une puissance de 60 mW, le courant généré en impulsionnel est 5 fois plus faible que celui généré en continu lorsqu'on éclaire le PC. Ce rapport se réduit à 2,5 lorsque c'est l'espace interligne qui est éclairé. La tension de polarisation n'influe pas sur le rapport et il semble donc que l'on puisse s'affranchir du comportement non ohmique lors de ce calcul. La simulation nous permet de retrouver l'allure de la mesure.

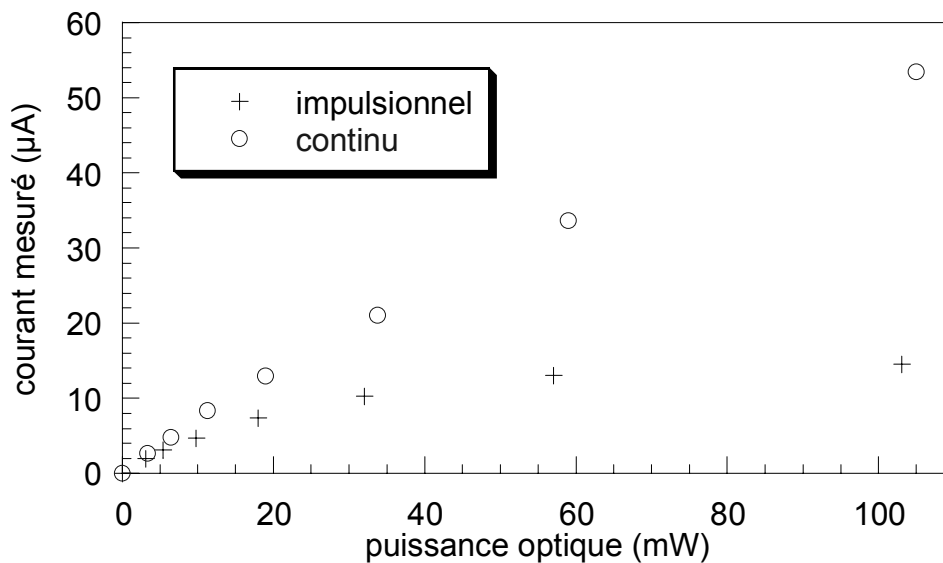


figure IV.5 : mesure du courant généré en éclairant l'espace entre la masse et le ruban central

La différence entre les mesures effectuées sur le photocommutateur et sur l'espace interlignes est due à la configuration hyperfréquence de la génération. Dans le cas du photocommutateur, le point de génération est simplement inséré en série entre deux lignes de 50Ω . Dans le cas de l'espace interlignes, la configuration est un peu plus complexe (figure IV.7). Le spot est inséré entre la masse et deux lignes en parallèle. On peut noter que ce type de génération excite principalement le mode TEM de la ligne CPS (le ruban opposé joue ici un rôle mineur) dont l'impédance est de 65Ω . Le schéma équivalent montre que ce point « voit » en fait une ligne d'impédance inférieure ($Z_c/2$) diminuant ainsi l'influence du circuit hyperfréquences.

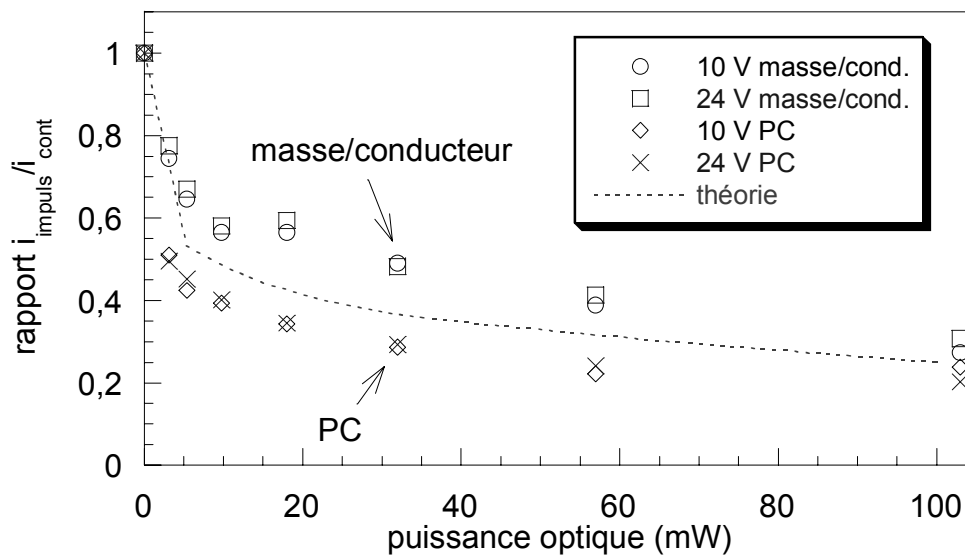


figure IV.6 : mise en évidence de la non linéarité due au circuit hyperfréquence

Cette impédance inférieure explique que la non linéarité est plus faible dans le cas de ce type de génération.

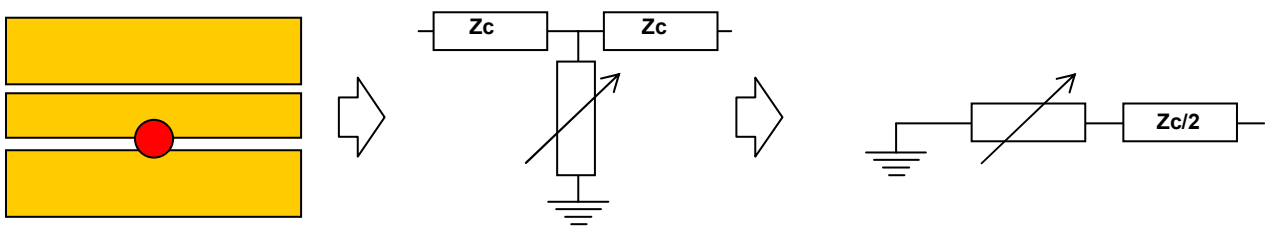


figure IV.7 : configuration hyperfréquence de la génération interligne

IV.3 Saturation du matériau

Cette mesure a été décrite dans le chapitre II. Ici on vient éclairer l'espace interlignes pour générer l'impulsion et on mesure avec le photocommutateur. Afin de prendre en compte cette différence dans le modèle, seuls les paramètres géométriques et l'impédance des lignes sont modifiés :

- $Z_c = 25 \Omega$
- $d = 25 \mu\text{m}$
- $l_{\text{eff}} = 30 \mu\text{m}$

La figure IV.8 représente les mesures et simulations ainsi réalisées. On voit que le modèle est conforme à la mesure et fait bien apparaître la saturation du circuit (non linéarité entre la puissance optique et l'amplitude des impulsions) et la saturation du niveau de piège du matériau (augmentation du temps de vie des électrons sous forte puissance).

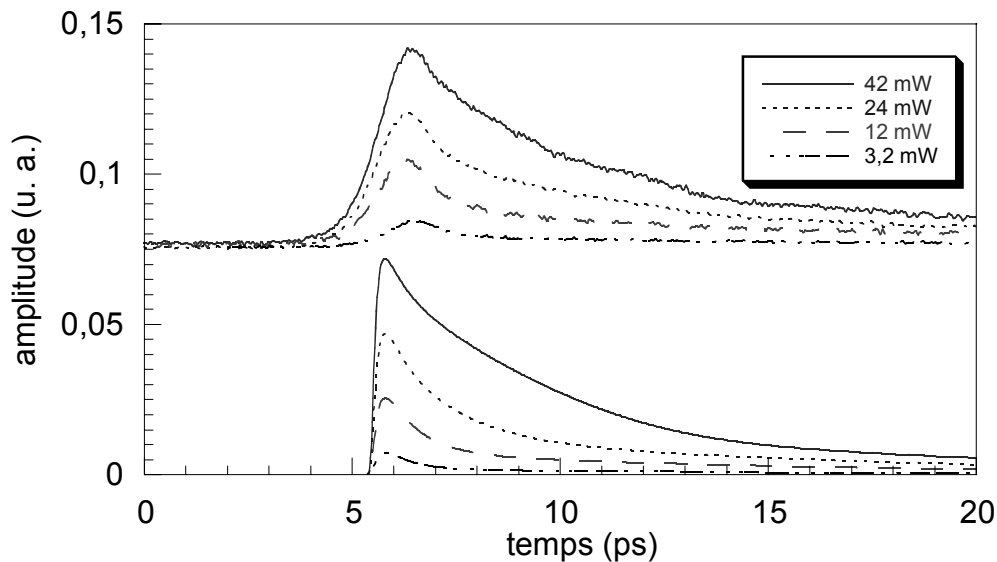


figure IV.8 : mesures et simulations de la saturation du matériau

La saturation du matériau est encore plus évidente sur la figure IV.9. Ces simulations nous permettent de confirmer la détermination de la concentration des pièges $[As_{Ga}^+]$ obtenue dans [Krotkus02] et donnée au début de ce chapitre.

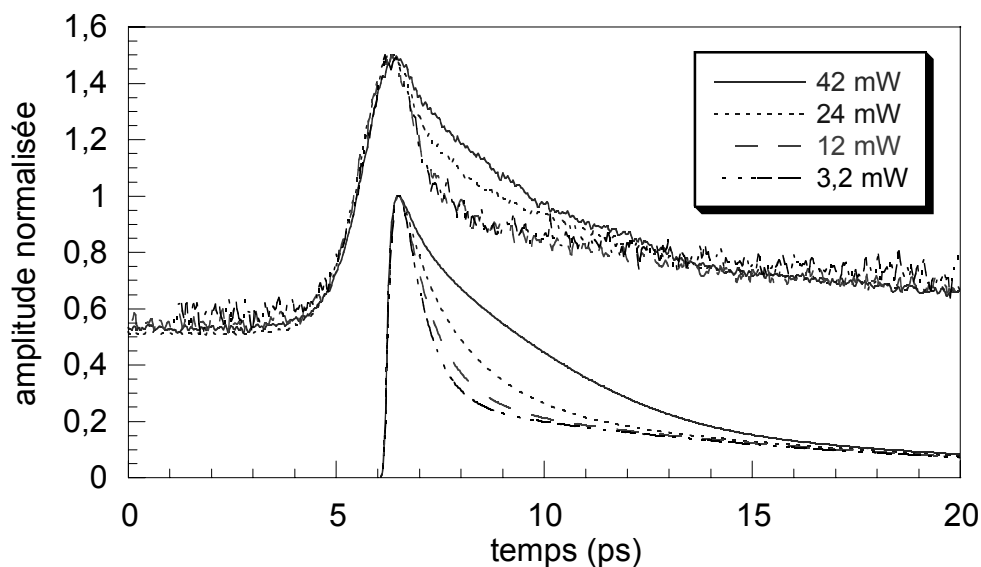


figure IV.9 : mesures et simulations normalisées de la saturation du matériau

On mesure un temps de relaxation minimum passant de environ 1,4 ps (3,2 mW) à environ 5,2 ps (42 mW) sur les courbes théorique et pratiques. Cette mesure du temps de relaxation

est liée au temps de vie des porteurs mais il est difficile d'extraire la valeur exacte de ce paramètre avec ces mesures. En effet nous avons vu dans le chapitre précédent que la dépolarisation du photocommutateur peut induire un élargissement de l'impulsion. Le courant n'est alors plus une image directe de la conductance, donc de la densité de porteurs. Cet effet est illustré sur la figure IV.10. La simulation est effectuée pour une puissance de 42 mW, mais avec une capacité nulle afin de mettre en évidence l'effet de l'élargissement uniquement dû à la dépolarisation.

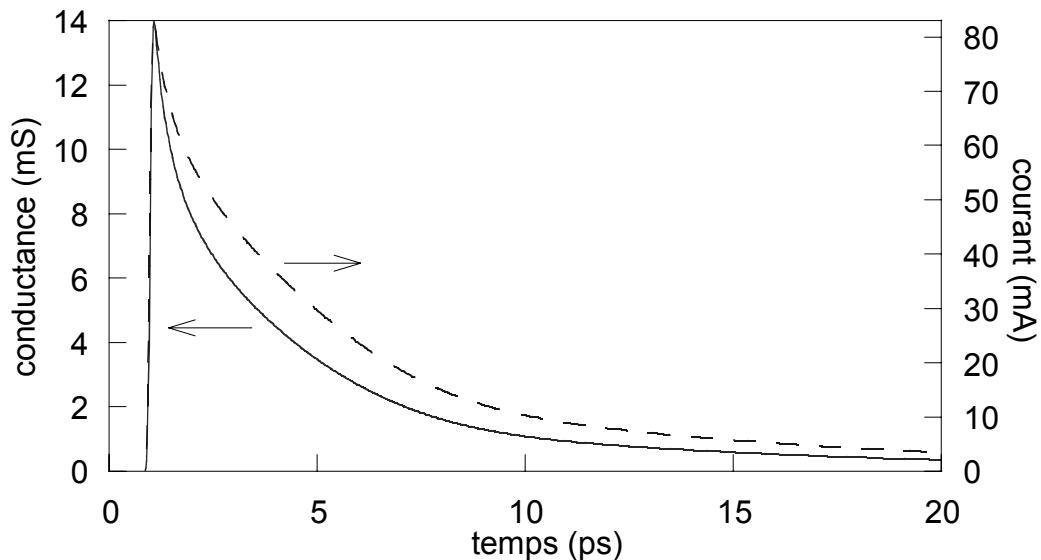


figure IV.10 : comparaison entre la conductance et le courant généré

Si on suppose une courbe présentant une relaxation linéaire de type exponentielle décroissante, on obtient son temps de relaxation en calculant la pente (constante) de son logarithme. En appliquant ce même calcul sur les courbes de courant, on peut évaluer le temps de relaxation de l'impulsion. Cependant, ce calcul n'est pas rigoureux car le circuit hyperfréquence ainsi que le matériau induisent une réponse non-linéaire du courant généré. Cela reste toutefois la méthode la plus simple pour évaluer le temps de vie des porteurs. La décroissance n'étant donc plus une simple exponentielle, le résultat du calcul n'a pas une valeur constante mais varie dans le temps. Dans la suite on appelle ce paramètre : temps de relaxation instantané. La figure IV.11 présente d'une part les temps de relaxation instantanés des électrons, des trous et de la conductance. D'autre part, cette figure trace les temps de relaxation calculés à partir des courbes de courant généré. Pour le courant généré nous avons considéré le cas avec et sans capacité et un cas où l'impédance des lignes est inférieure. Tout d'abord on observe que le temps de relaxation de la conductance est effectivement celui des temps de vie des porteurs dans les instants initiaux et les instants finaux de la simulation. Les instants intermédiaires sont une combinaison linéaire des temps de vie des porteurs, de leur densité et de leur mobilité respective. Le temps de relaxation du courant généré avec capacité et sous 25Ω montre dans les premiers instants, la même forme que le temps de vie des électrons mais peut être jusqu'à deux fois plus lent. Quant au courant généré prenant en

compte la capacité, on voit que son temps de relaxation est très lent dans les premiers instants (temps de décharge de la capacité) puis il redevient proche du cas sans capacité. Enfin, on voit que pour une impédance plus faible (ici $10\ \Omega$), le temps de relaxation est plus proche du temps de relaxation de la conductance. L'élargissement de l'impulsion générée n'est pas uniquement dû à la capacité mais aussi à la dépolarisation du photocommutateur.

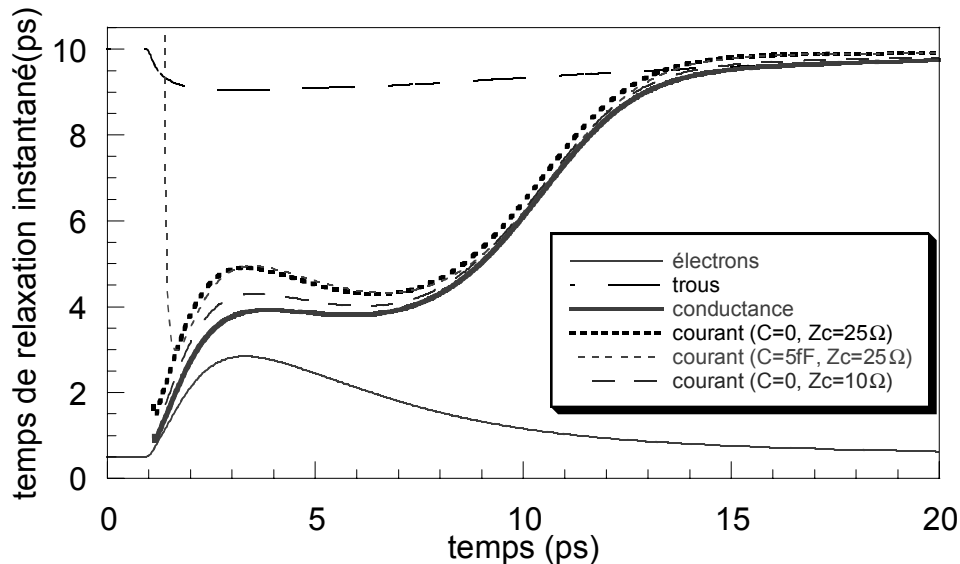


figure IV.11 : temps de relaxation instantané des différents paramètres physiques pour 42 mW

Les simulations nous permettent de bien mettre en évidence le comportement du photocommutateur et en particulier le couplage circuit / matériau. Cependant étant donné le nombre important de paramètres inconnus du dispositif, il n'est pas possible de connaître l'amplitude exacte de l'impulsion mesurée et donc d'extraire le temps de vie réel des électrons.

IV.4 Mesure pompe-sonde photoconductive

Cette dernière mesure va faire apparaître le temps de relaxation du photocommutateur sur des durées supérieures à 10 ps. En effet la mesure de l'impulsion seule ne montre pas clairement cette caractéristique du dispositif. L'expérience pompe-sonde photoconductive est simple à mettre en œuvre mais son interprétation se révèle complexe. Le paragraphe suivant décrit donc cette mesure et détaille les phénomènes grâce au modèle théorique du photocommutateur.

IV.4.1 Principe

Ici on éclaire le photocommutateur avec deux impulsions décalées d'un retard temporel variable. La première impulsion génère une impulsion électrique. Elle dépolarise le photocommutateur et modifie la répartition des porteurs dans les différents niveaux du semi-conducteur, en particulier dans le niveau de piège, augmentant ainsi le temps de vie des

électrons. La deuxième impulsion vient sonder l'état de polarisation du photocommutateur. L'impulsion électrique générée se trouve alors soumise à une tension inférieure et à un temps de vie des électrons supérieur. Afin d'évaluer l'importance de ces phénomènes, on mesure la différence entre le courant généré par les deux impulsions peu et la somme des courants générés par les deux impulsions isolées (équation IV.2). Cette mesure de non linéarité est réalisée grâce au hacheur optique double.

$$\bar{I} = \bar{I}(P_1 + P_2) - \bar{I}(P_1) - \bar{I}(P_2) \quad (\text{IV.2})$$

IV.4.2 Mise en œuvre

Le schéma de l'expérience est présenté sur la figure IV.12. Une première lame sépare le faisceau en deux et une deuxième lame le recombine. Une ligne à retard est insérée sur un des trajets optiques ainsi qu'une lame $\lambda/2$ permettant de tourner la polarisation de 90° et de ne pas réaliser d'interférences optiques.

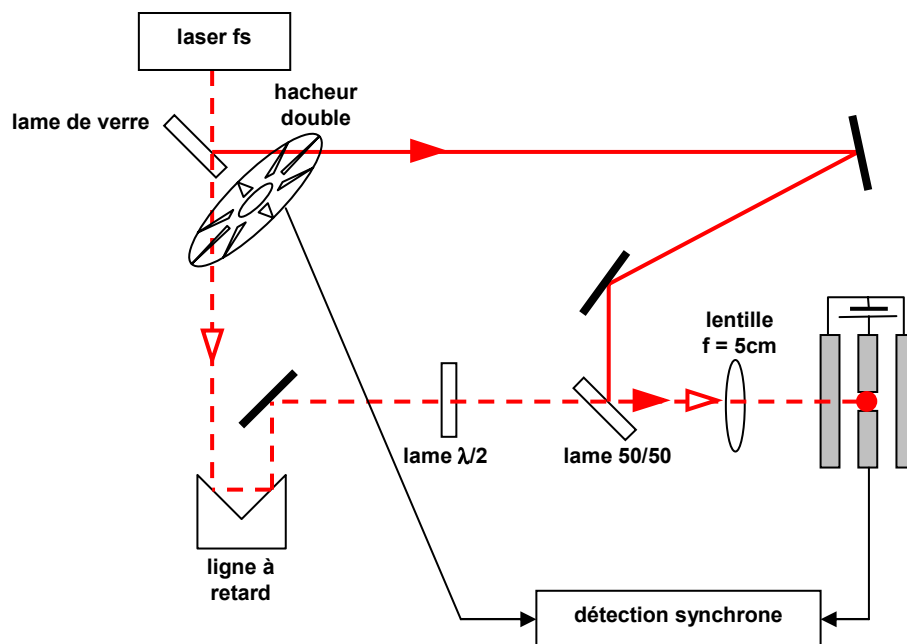


figure IV.12 : schéma de l'expérience de mesure pompe-sonde photoconductive

Le hacheur double (deux fréquences différentes pour chacun des faisceaux) relié à la détection synchrone réalise la mesure la non-linéarité en fonction du décalage temporel entre les deux impulsions. Le photocommutateur est polarisé avec 18 V.

IV.4.3 Mesures

Les mesures sont faites pour différentes puissances optiques (figure IV.13). On observe bien une sous-linéarité puisque que le signal mesuré est négatif (le courant généré par les deux impulsions est inférieur à la somme des courants générés par chacune des impulsions). On observe que plus la puissance optique augmente plus la sous-linéarité est forte. De même, pour les puissances supérieures, le niveau de piège saturé (pic central), le courant moyen est alors augmenté. Le temps de relaxation est supérieur à une centaine de picoseconde. Ici encore, on voit apparaître l'influence du substrat de GaAs.

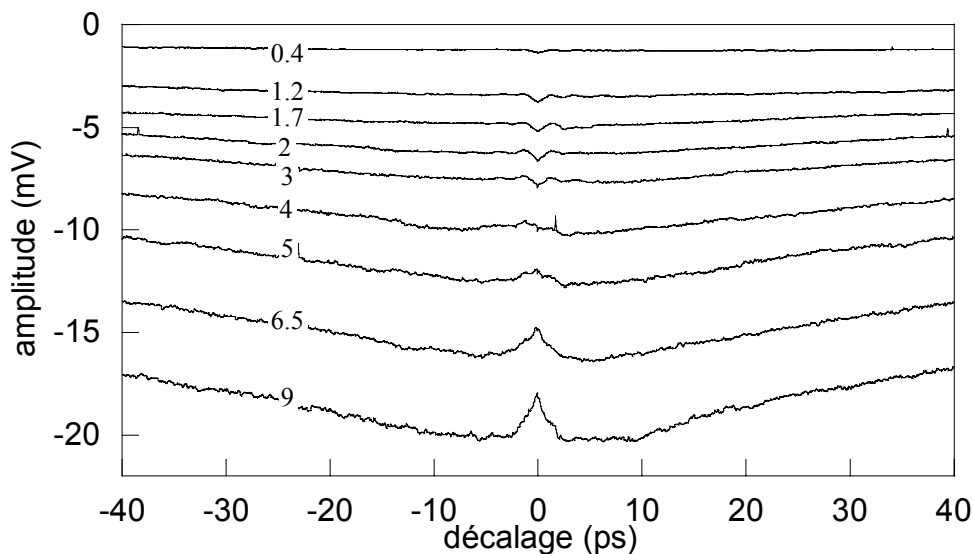


figure IV.13 : mesure pompe-sonde photoconductive pour différentes puissances (mW)

IV.4.4 simulation

La simulation de l'expérience consiste simplement à calculer la réponse du dispositif éclairé par une puis par deux impulsions décalées d'un retard déterminé. Ensuite on calcule le courant moyen dans chacun des cas et enfin on applique l'équation (IV.2). L'allure de la mesure est bien retrouvée mais malheureusement les paramètres choisis ne sont pas exactement conformes aux simulations précédentes. En particulier nous avons porté le temps de vie des trous à 100 ps afin de faire apparaître les longues pentes latérales et nous avons fortement diminué la mobilité des porteurs. La figure IV.14 présente le résultat le plus proche de l'expérience. Les paramètres utilisés sont alors les suivants :

| | |
|----------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $P_{\text{opt}} = \text{de } 1 \text{ à } 10 \text{ mW}$ | $E = 18 \text{ V}$ |
| $\lambda = 800 \text{ nm}$ | $Z_c = 80 \Omega$ |
| $\tau_{\text{las}} = 100 \text{ fs}$ | $C = 20 \text{ fF}$ |
| | $R_{\text{dark}} = 100 \text{ M}\Omega$ |
| $d = 6 \mu\text{m}$ | $\mu_n = 78 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}, \mu_p = 14 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| $l_{\text{eff}} = 70 \mu\text{m}$ | $AS_{\text{Ga}^+}^{\text{equ}} = 4,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}, \sigma_n = 1 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2, v_{\text{th } n} = 4,4 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| $p = 2 \mu\text{m}$ | $AS_{\text{Ga}^0}^{\text{equ}} = 7,14 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}, \sigma_p = 10^{-16} \text{ cm}^2, v_{\text{th } p} = 1,4 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ |

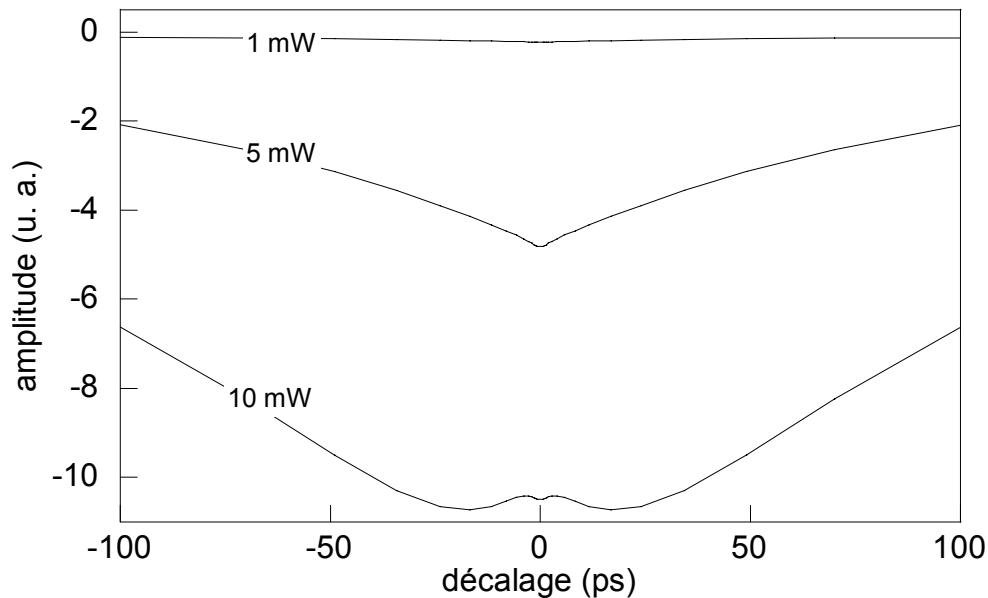


figure IV.14 : simulation pompe-sonde photoconductive pour différentes puissances

Afin de comprendre les phénomènes apparaissant lors de cette mesure nous allons visualiser la dynamique des différents paramètres physiques grâce au modèle du photocommutateur.

IV.4.5 Interprétation et explication des différents phénomènes

En théorie et en pratique on peut distinguer trois régimes différents :

- saturation du circuit par les trous (quel que soit t),
- saturation du circuit par les électrons ($t < 1 \text{ ps}$ et $P < 3 \text{ mW}$),
- saturation du niveau de piège ($t < 10 \text{ ps}$ et $P > 4 \text{ mW}$).

Le premier régime correspond aux longues pentes latérales. Tant que les trous ne se sont pas recombinés, le dispositif reste dépolarisé. La tension aux bornes du photocommutateur est plus faible et les porteurs de la deuxième impulsion sont moins accélérés. Il en résulte un courant généré inférieur. La constante de temps des pentes latérales est assimilée au temps de vie des trous.

Le deuxième régime est l'équivalent du premier mais avec les électrons. On mesure cet effet pour de faibles puissances (inférieures à 3 mW) et lors des premiers instants,

correspondant au temps de vie des électrons. Le pic négatif semble faible en regard de l'effet des trous mais il est en partie compensé par la saturation du niveau de piège et par la capacité du photocommutateur qui stabilise la tension lors des premiers instants. Ce régime n'apparaît pas ou peu pour des puissances plus fortes car il est compensé par le dernier régime (la saturation du niveau de piège). La simulation ne fait pas apparaître ce régime car, le temps de calcul de cette expérience étant tout de même relativement long (environ 40 minutes pour une courbe), il n'a pas été possible d'ajuster les paramètres permettant d'obtenir simultanément la forme des courbes pour les hautes puissances et le petit pic négatif central apparaissant pour les faibles puissances.

Le troisième régime apparaît pour les puissances supérieures et lors des premiers instants. On observe une augmentation du courant mesuré (pic positif). En effet, la première impulsion optique génère des électrons dans la bande de conduction qui sont rapidement piégés dans le niveau profond. Le temps de vie des électrons est alors augmenté car il dépend directement du nombre de donneurs profonds ionisés + et donc du nombre d'électrons ayant déjà été piégés. Les électrons générés par la deuxième impulsion restent dans la bande de conduction plus longtemps et le courant moyen est augmenté. Le phénomène relaxe quand le niveau de piège n'est plus saturé. Ce temps de relaxation dépend de la densité de porteurs générés et du temps de vie des trous (qui correspond, dans ce modèle, au temps de « dépiégeage »).

Dans les simulations suivantes certaines constantes sont modifiées par rapport aux simulations précédentes pour faire apparaître clairement chaque phénomène. Nous analysons quatre cas différents :

- impulsion seule,
- impulsions décalées de 50 ps,
- impulsions décalées de 5 ps,
- impulsions décalées de 0,5 ps.

Chaque cas permet de mettre en évidence un ou plusieurs phénomènes décrits précédemment. Pour les simulations de mesure pompe-sonde, on compare en particulier le temps de vie des électrons et la tension aux bornes du photocommutateur lors des calculs avec une seule et deux impulsions. On effectue aussi la comparaison du courant généré et des densités de porteurs dans le cas linéaire (deux fois la quantité due à une impulsion) et le cas non-linéaire (quantité réelle lors d'un éclaircissement par deux impulsions successives). Ainsi on met en évidence la différence de courant moyen généré par deux impulsions successives et par la somme de ces deux impulsions. Les échelles restent les mêmes pour chacun des quatre cas étudiés afin de pouvoir comparer plus simplement les différences entre deux retards différents. Nous commençons par analyser une impulsion seule afin de comprendre les phénomènes de base lors d'un éclaircissement.

IV.4.5.1 Impulsion seule

Sur la figure IV.15 on voit l'évolution des porteurs dans le matériau. On observe en particulier que les électrons ont un temps de vie court (moins de une picoseconde) et les trous

un temps de vie d'environ 100 ps. On voit aussi que lorsque tous les électrons sont piégés la densité de trous est logiquement égale à la densité d'électrons piégés.

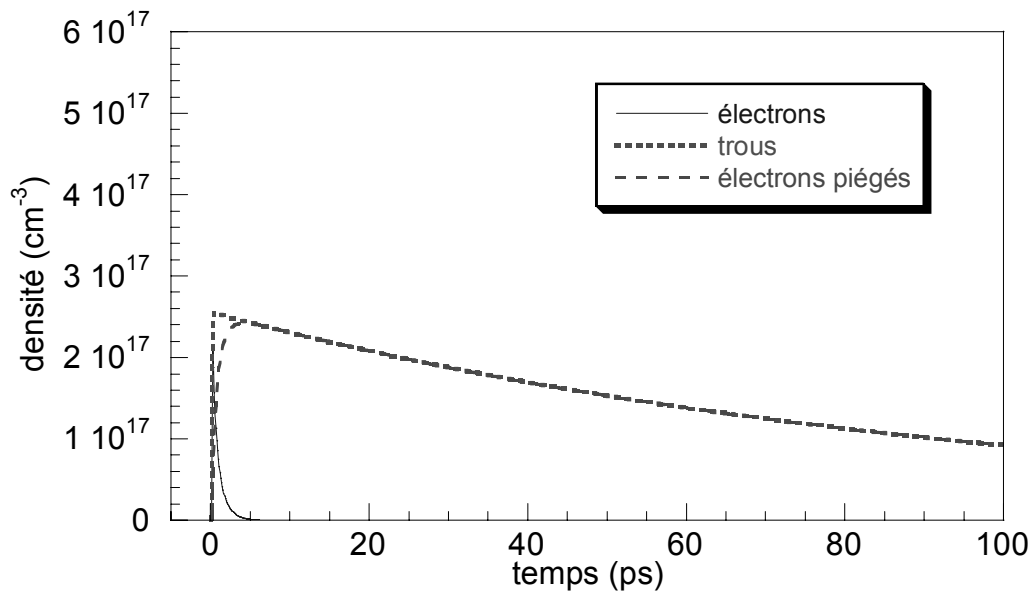


figure IV.15 : simulation des densités de porteurs dans le matériau soumis à une impulsion

La figure IV.16 trace le temps de vie « instantané » des porteurs. On observe une forte variation dans le cas des électrons (plus de 100 %) par rapport aux trous (quelques %). En effet la densité d'antisites ionisés à l'équilibre (pièges à électrons) est très inférieure à la densité d'antisites neutres à l'équilibre (pièges à trous). Or, on constate d'après l'équation I.7 que le temps de vie de ces porteurs est fonction de la densité de pièges libres. Lors de la génération de paires électrons-trous, la variation relative de pièges libres est beaucoup plus forte pour les électrons que pour les trous, entraînant ainsi une variation du temps de vie plus grande pour les électrons. Dans la suite des explications, nous ne tracerons pas le temps de vie des trous puisque sa faible variation n'a aucun rôle sur les phénomènes observés pour les temps courts.

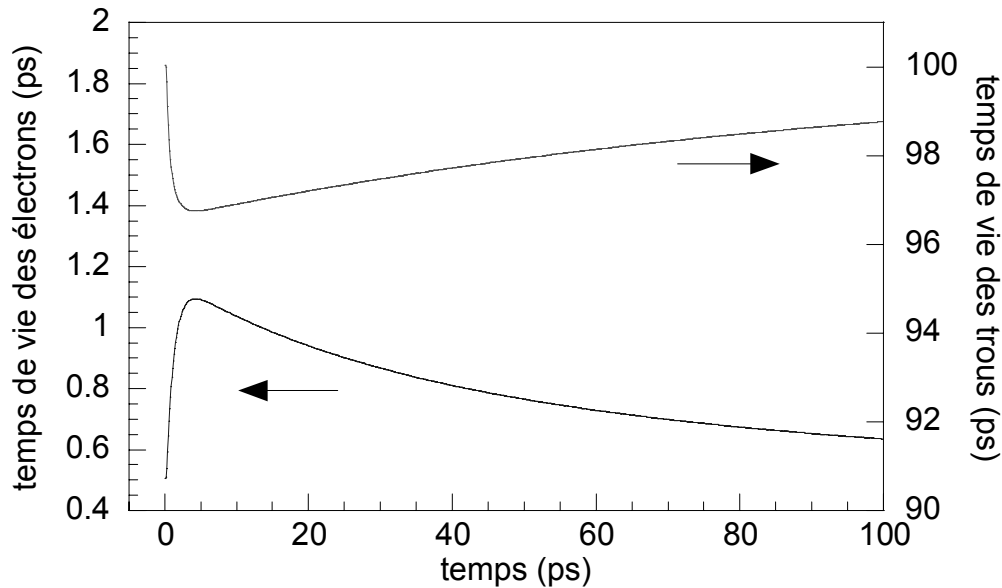


figure IV.16 : simulation du temps de vie des porteurs pour une impulsion

On peut noter que les variations de population ne sont pas de simples exponentielles décroissantes puisque les temps de vie varient dans le temps.

La figure IV.17 trace l'évolution de la tension aux bornes du photocommutateur. On voit dans ce cas que la tension chute brusquement de 10 V vers 6,5 V. C'est cette chute de tension qui est propagée sur la ligne. La principale conséquence sur le dispositif est que les porteurs sont soumis à un champ plus faible. Ils sont donc moins accélérés et le courant résultant est plus faible que pour une polarisation constante. On utilise ce phénomène pour mesurer le temps de vie des trous puisque, si on génère une deuxième impulsion décalée temporellement, elle produira un courant inférieur.

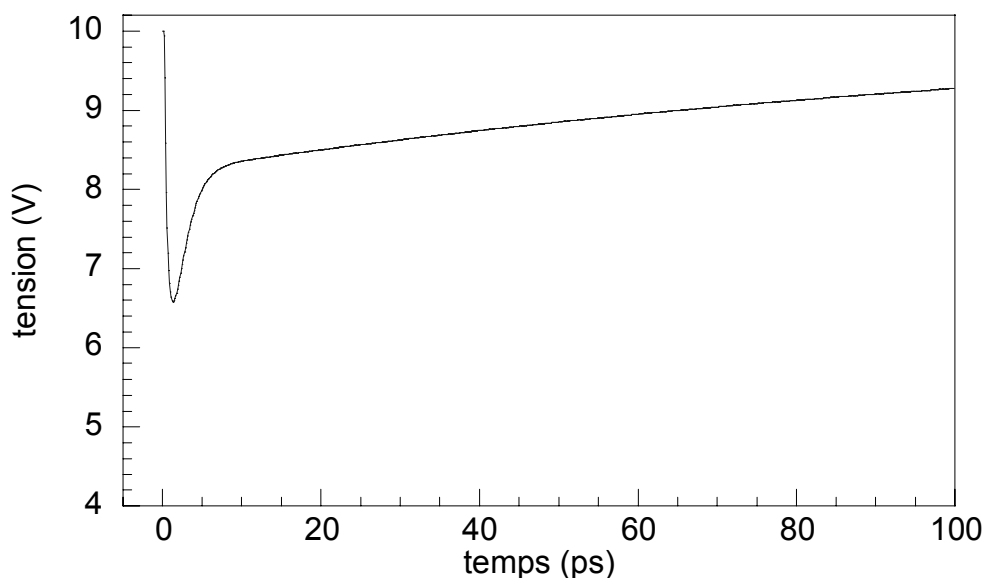


figure IV.17 : simulation de la tension aux bornes du photocommutateur pour une impulsion

On parlera de forte génération lorsqu'on se trouve dans au moins l'un des deux cas précédents (saturation du matériau et/ou dépolarisation du photocommutateur).

La figure IV.18 montre le courant généré par une impulsion.

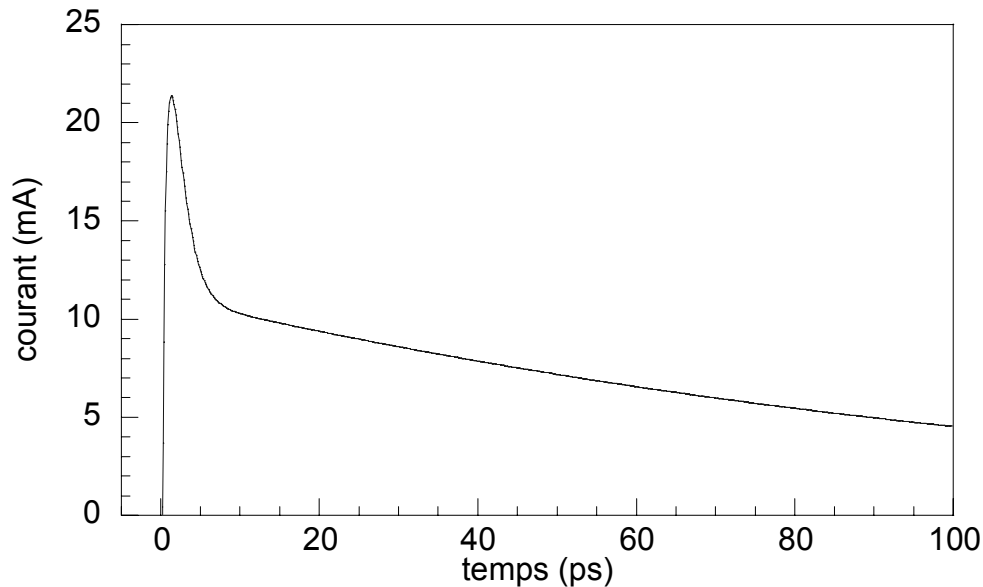


figure IV.18 : simulation du courant généré pour une impulsion

IV.4.5.2 Deuxième impulsion retardée de 50 ps

Ce premier cas montre principalement l'effet de dépolarisation du photocommutateur par les trous. On peut aussi observer une légère saturation du niveau de piège entraînant une augmentation du temps de vie des électrons.

La première impulsion remplit le niveau de piège, modifiant le temps de vie des électrons. Lorsque la deuxième impulsion est générée, les électrons ont un temps de vie supérieur comme le montre les deux courbes suivantes. Le détail de ce phénomène est décrit plus précisément dans le paragraphe suivant car, dans ce premier cas, cet effet est peu marqué sur le courant généré.

Dans la suite de cette analyse je vais comparer les courbes obtenues par l'expérience pompe-sonde (notées « P-S » sur les graphiques) et les sommes des différents paramètres physiques de chacune des deux impulsions (notées « somme » sur les graphiques). On pourra donc comparer directement le cas réel et le cas linéaire.

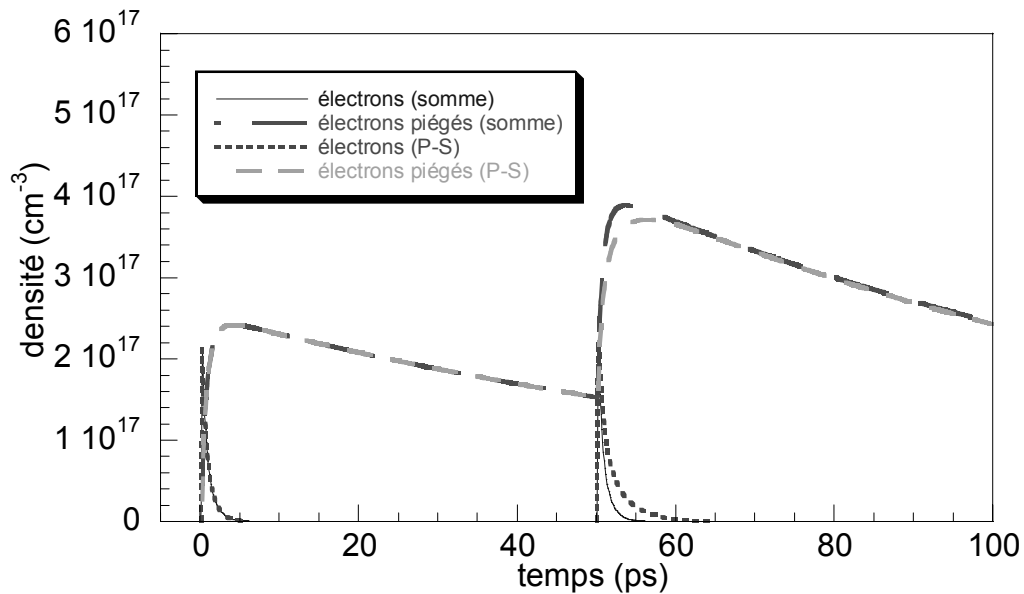


figure IV.19 : simulation des densités de porteurs dans le matériau ($\Delta t = 50$ ps).
P-S signifie expérience pompe-sonde

L'effet le plus important ici est la dépolarisation due à la conductivité des trous. On peut voir sur la figure IV.20 qu'au temps d'arrivée de la deuxième impulsion, la tension est inférieure. Il en résulte un courant de trous inférieur (le courant d'électrons est dans ce cas similaire car la dépolarisation est en partie compensée par un temps de vie supérieur des électrons). On peut voir sur la figure IV.21 la comparaison entre le cas linéaire (somme des deux courants seuls) et le cas réel (pompe-sonde). Le courant réel est clairement inférieur comme le montre la mesure de courant moyen pour un retard de 50 ps (figure IV.13).

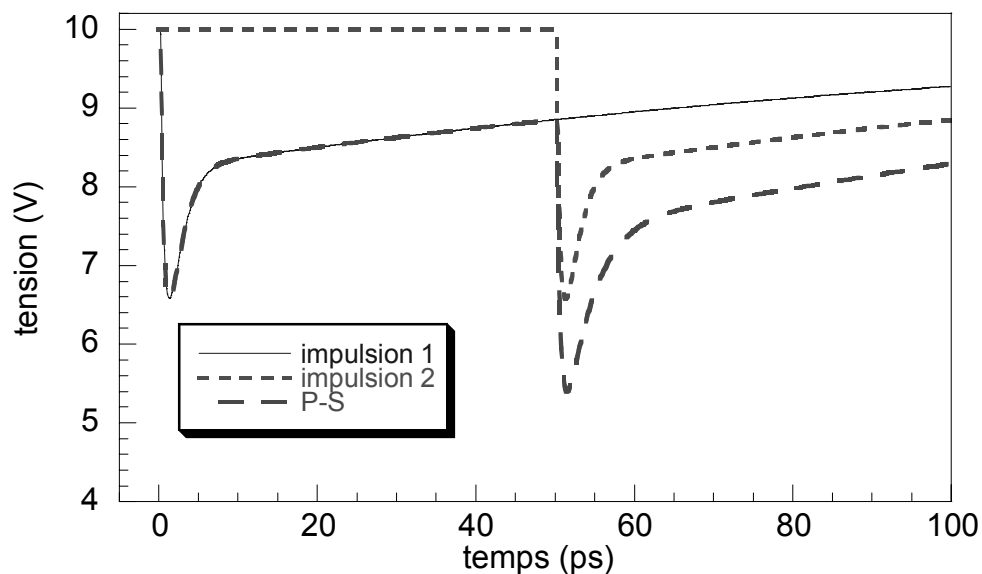


figure IV.20 : simulation et comparaison de la tension aux bornes du photocommutateur
($\Delta t = 50$ ps)

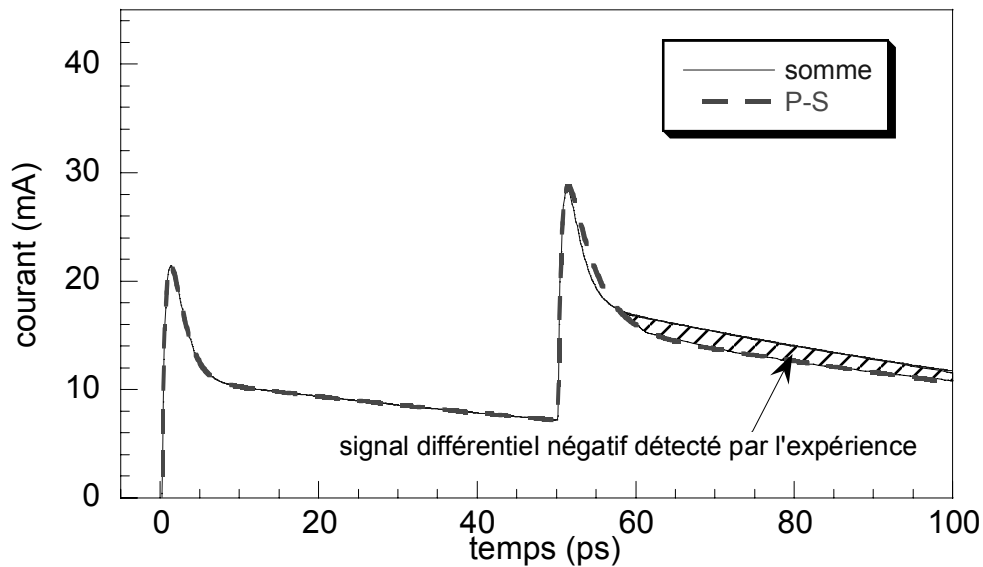


figure IV.21 : simulation et comparaison du courant généré ($\Delta t = 50$ ps)

IV.4.5.3 Deuxième impulsion retardée de 5 ps

Ce deuxième cas fait apparaître clairement la saturation du niveau de piège en plus de la dépolarisation du photocommutateur. Sur la figure IV.22 on voit que lors de la deuxième impulsion, la densité d'électrons piégés est encore importante. Le temps de vie instantané des électrons est donc augmenté (environ une picoseconde au début de l'impulsion comme le montre la figure IV.23). Le niveau de piège étant déjà très rempli, les électrons qui sont rapidement piégés vont le saturer et augmenter le temps de vie jusqu'à 8 picosecondes. La figure IV.22 montre que les électrons vivent bien plus longtemps dans le cas réel que dans le cas linéaire.

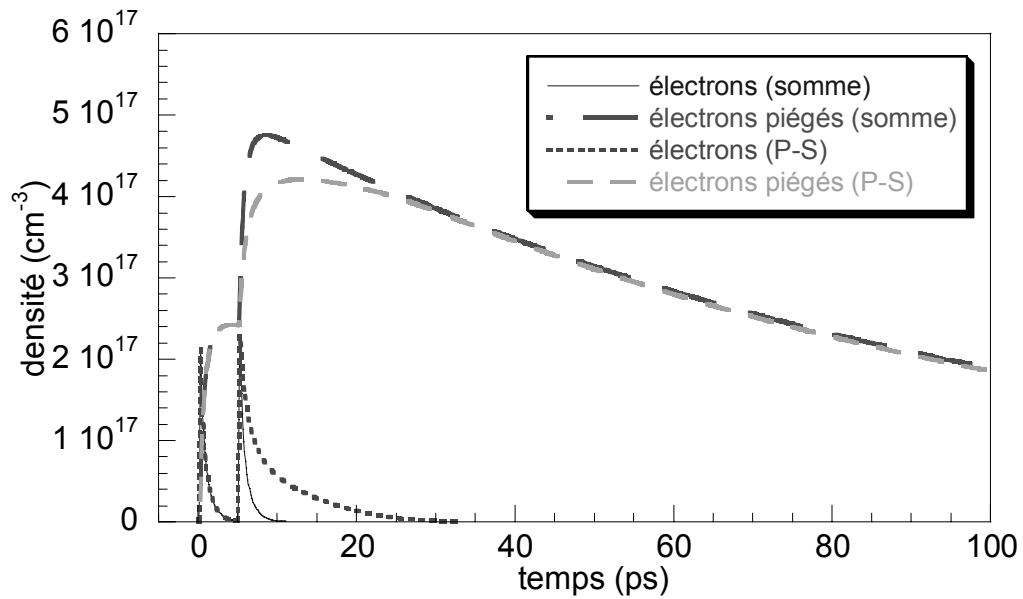


figure IV.22 : simulation des densités de porteurs dans le matériau ($\Delta t = 5$ ps)

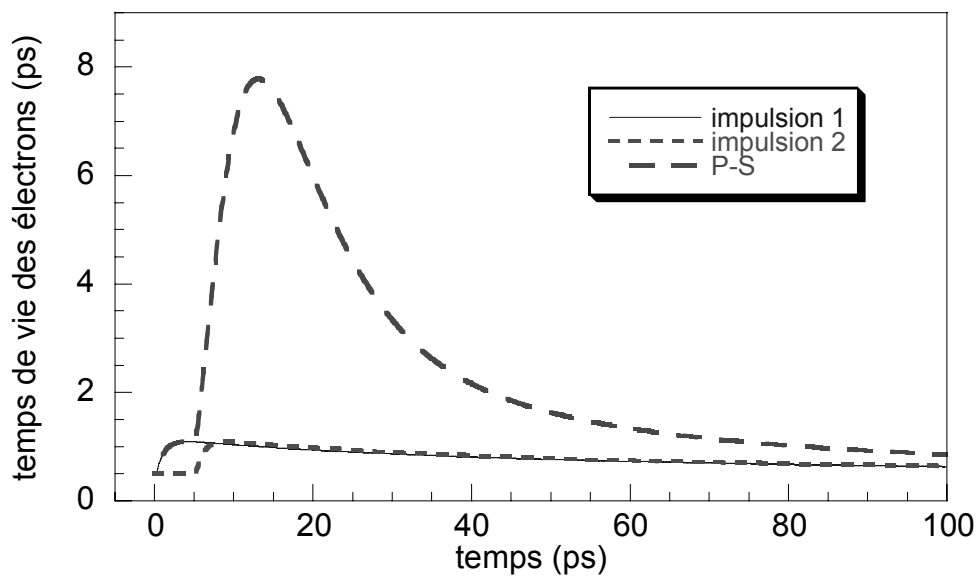


figure IV.23 : simulation et comparaison du temps de vie des électrons ($\Delta t = 5$ ps)

La figure IV.24 montre, comme dans le cas précédent, une dépolarisation du photocommutateur due aux trous. Cet effet est encore plus marqué à cause de la densité de trous supérieure dans les premiers instants.

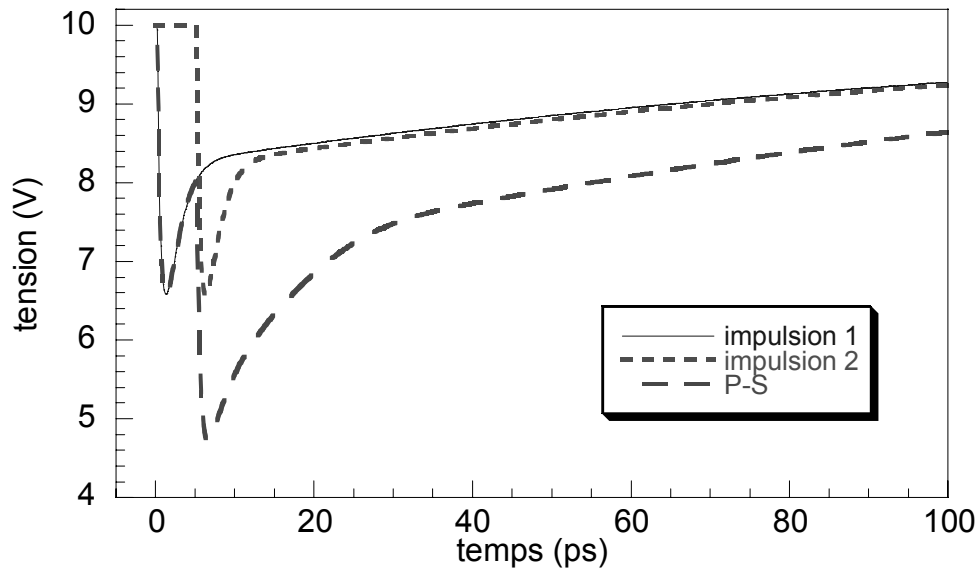


figure IV.24 : simulation et comparaison de la tension aux bornes du photocommutateur ($\Delta t = 5$ ps)

La figure IV.25 montre que le courant est supérieur dans les premiers instants suivant la deuxième impulsion à cause de l'augmentation du temps de vie des électrons. Ensuite, le courant devient inférieur en raison de la dépolarisation du photocommutateur. L'effet de saturation du matériau est marqué sur la mesure pompe-sonde par une augmentation du courant moyen généré pour un décalage temporel faible (large pic central pour les puissances élevées sur la figure IV.13 et la figure IV.14).

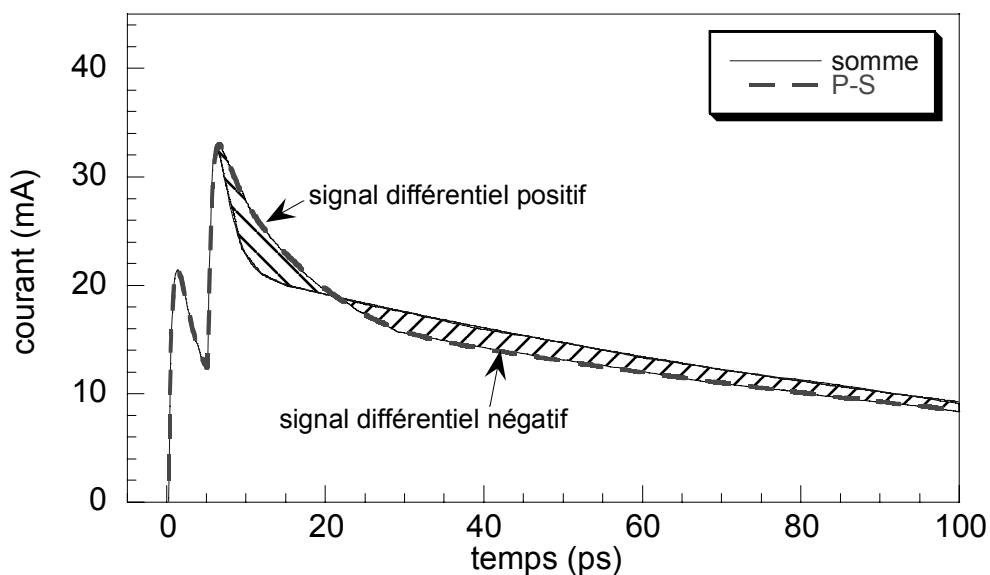


figure IV.25 : simulation et comparaison du courant généré ($\Delta t = 5$ ps)

IV.4.5.4 Deuxième impulsion retardée de 0,5 ps

Ce dernier cas fait apparaître la dépolarisation du photocommutateur par les électrons en plus des deux phénomènes décrit précédemment. On peut voir sur la figure IV.26 et la figure IV.27 la saturation du matériau et l'augmentation du temps de vie des électrons.

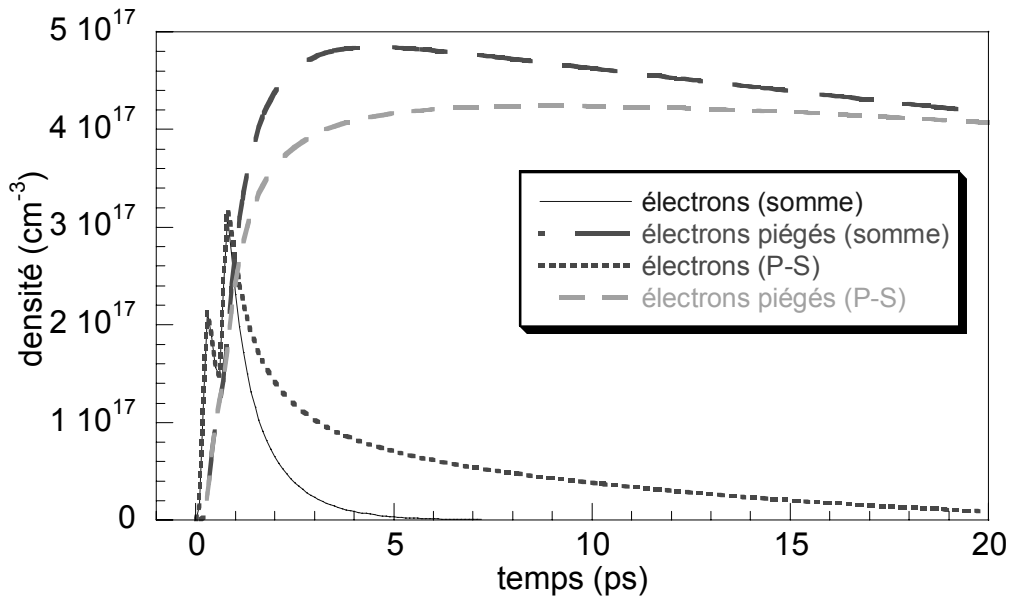


figure IV.26 : simulation des densités de porteurs dans le matériau ($\Delta t = 0,5$ ps)

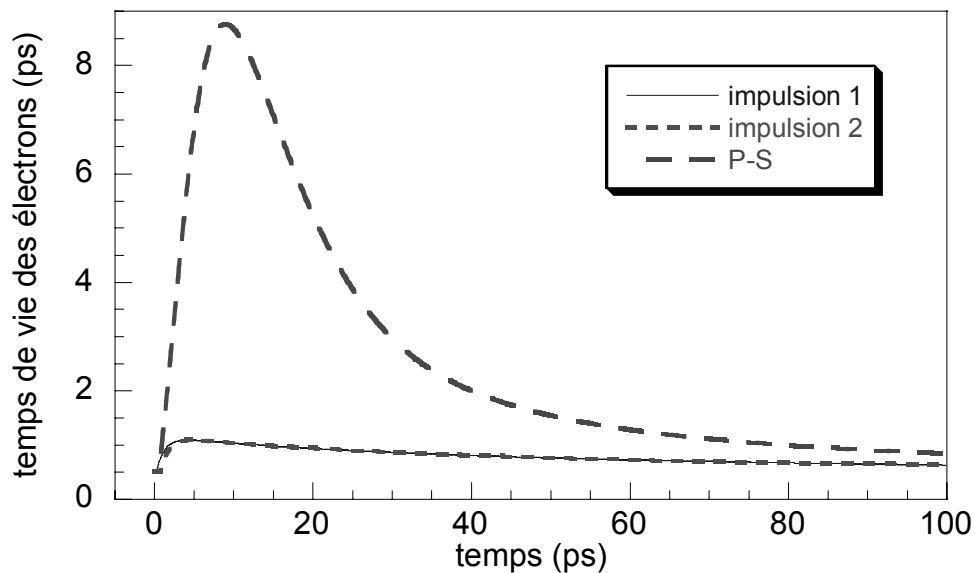


figure IV.27 : simulation et comparaison du temps de vie des électrons

La figure IV.28 montre une forte dépolarisation du photocommutateur en particulier dans les premiers instants. Il en résulte un courant généré inférieur comme le montre la figure

IV.29. Sur cette même figure, on observe ensuite la saturation des électrons puis la dépolarisation due aux trous.

Cet effet de dépolarisation rapide est visible sur la figure IV.13 pour les faibles puissances (pic central négatif) et sur la figure IV.14 pour la puissance maximum (petit pic central négatif).

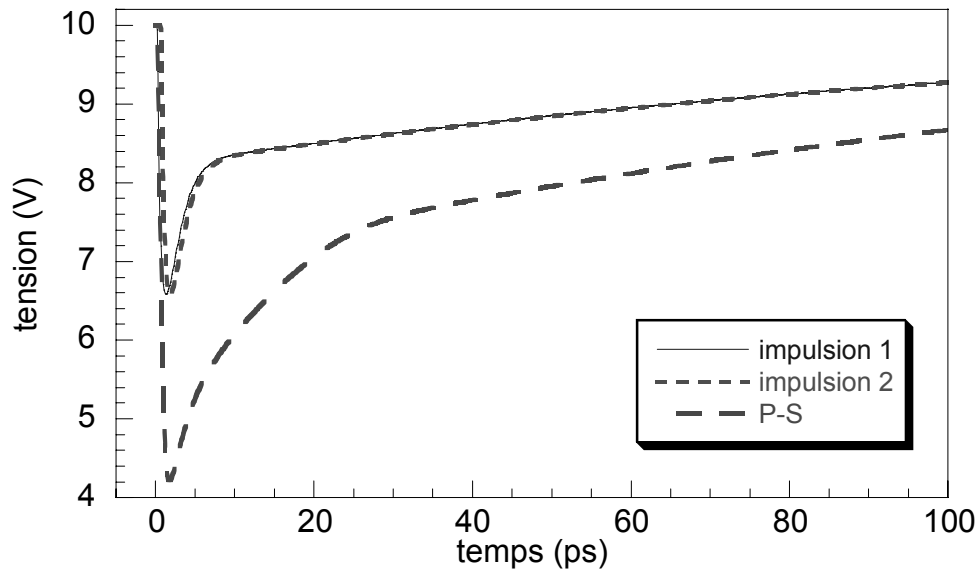


figure IV.28 : simulation et comparaison de la tension aux bornes du photocommutateur

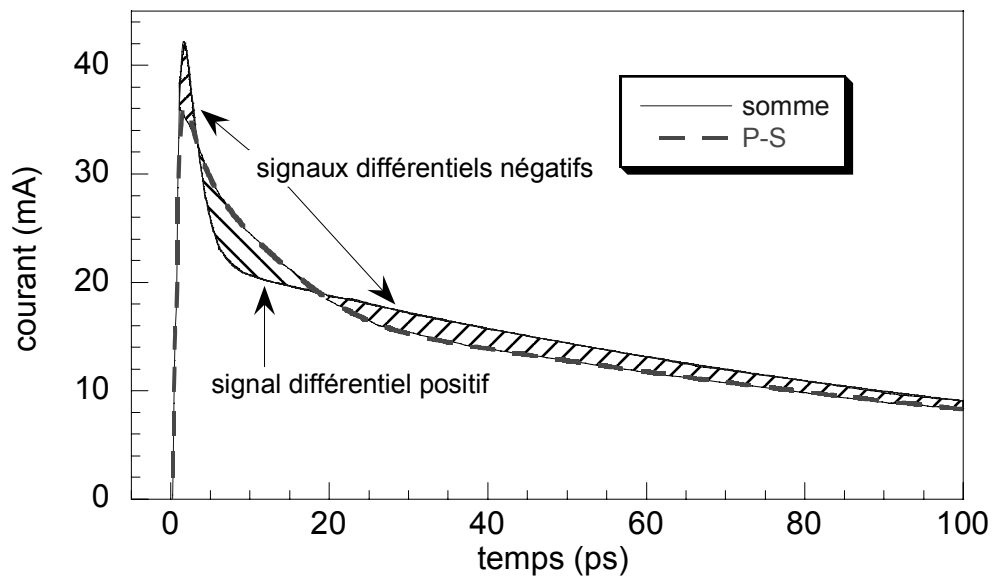


figure IV.29: simulation et comparaison du courant généré

Nous venons de décrire l'expérience pompe-sonde photoconductive. La mesure nous a permis de mettre en évidence le temps de relaxation du dispositif et d'observer la saturation

du matériau. Grâce au modèle théorique nous avons pu expliquer en détail la mesure et détailler les différentes interactions.

IV.5 Simulation en deux dimensions du matériau polarisé

Le modèle précédent nous a montré la dynamique du photocommutateur en prenant en compte l'interaction matériau / circuit hyperfréquence. Au vue des simulations et des mesures effectuées, ce modèle s'est montré relativement fiable. Afin de comprendre encore plus précisément la dynamique des phénomènes dans un photocommutateur, nous allons maintenant décrire un modèle prenant en compte les porteurs dans les différents niveaux d'énergies et le phénomène d'écrantage dans un espace en deux dimensions. Ce modèle est quasi-statique puisqu'on ne considère pas les aspects de propagation électromagnétique à l'intérieur de la structure. Bien que sommaire, cette étude nous permet d'observer ces différents processus sur la surface éclairée.

IV.5.1 Géométrie simulée

Ici la géométrie étudiée est relativement simple (figure IV.30). On considère une surface carrée éclairée par un spot gaussien. On suppose le matériau uniformément illuminé dans sa profondeur. Le circuit électrique n'est pas pris en compte et le champ de polarisation est statique. En revanche, on calculera le champ d'écrantage dû à la séparation des nuages d'électrons et de trous. Dans ce modèle simple, le calcul du champ d'écrantage ne se fera que selon l'axe z , c'est-à-dire selon la direction du champ électrique de polarisation. La non uniformité des charges selon l'axe normal au champ n'est pas prise en compte et on ne considérera donc pas le transport des porteurs selon cette direction. En conséquence les calculs seront effectués selon une succession de plans (p , $p+1$, $p+2\dots$) indépendants les uns des autres. C'est donc un calcul 1D, le découpage se faisant le long de z et l'éclairage variant entre les différents plans de calcul afin de prendre en compte le caractère gaussien du faisceau.

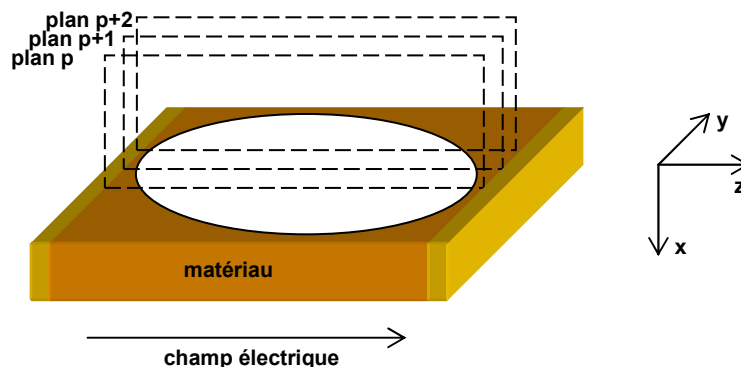


figure IV.30 : illustration de la géométrie étudiée

IV.5.2 Méthode de calcul

Les équations utilisées sont les mêmes que celles du modèle précédent (équation III.11 à II.20) en ce qui concerne le matériau avec l'aspect spatial en plus. L'équation des taux de population des porteurs libres (III.17) doit prendre en compte la génération, la recombinaison et le déplacement des porteurs. Elle est alors remplacée par :

$$\begin{aligned}\frac{dn(r,t)}{dt} &= photons(r,t) - \frac{n(r,t)}{\tau_n(r,t)} + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_n(r,t) \\ \frac{dp(r,t)}{dt} &= photons(r,t) - \frac{p(r,t)}{\tau_p(r,t)} - \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_p(r,t)\end{aligned}\quad (IV.3)$$

Avec r (coordonnées y, z) étant le point de calcul considéré et j_n et j_p les densités de courant d'électrons et de trous en ce point. Comme nous l'avons dit précédemment le modèle ne prend pas en compte les interactions normales au champ statique. Le dernier terme de l'équation (IV.3) devient alors :

$$\begin{aligned}\frac{1}{q} \operatorname{div}(\vec{j}_n(r,t)) &= \frac{1}{q} \frac{dj_n(r,t)}{dz} = \mu_n \frac{dn(r,t)}{dz} \cdot E_z \\ \frac{1}{q} \operatorname{div}(\vec{j}_p(r,t)) &= \frac{1}{q} \frac{dj_p(r,t)}{dz} = \mu_p \frac{dp(r,t)}{dz} \cdot E_z\end{aligned}\quad (IV.4)$$

avec E_z le champ électrique total dû à la polarisation et au phénomène d'écrantage :

$$E_z = E_{stat} - E_{écrant} \quad (IV.5)$$

Le calcul du champ d'écrantage $E_{écrant}$ en un point r se fait par l'intermédiaire de la loi de Gauss en une dimension :

$$\operatorname{div}(\vec{E}_{écrant}(r,t)) = \frac{\rho(r,t)}{\epsilon} \quad (IV.6)$$

avec $\rho(r,t)$ la densité de charge en ce point :

$$\rho(r,t) = n(r,t) + n_{piège}(r,t) - p(r,t) \quad (IV.7)$$

On a alors :

$$E_{écrant}(r,t) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^z \rho(r,t) \cdot dz = \frac{q}{\epsilon} \int_0^z (n(r,t) + n_{piège}(r,t) - p(r,t)) \cdot dz \quad (IV.8)$$

On note que le champ d'écrantage est calculé seulement selon l'axe z . Son amplitude est 0 V/m pour $z=0$, passe par un maximum entre les deux électrodes, puis retombe à 0 V/m en fin de structure ($z=d$). On note que ceci nous permet de vérifier l'exactitude du calcul. La densité de courant local $j(r,t)$ est calculée pour chaque point :

$$j(r,t) = q(n(r,t) \cdot \mu_n + p(r,t) \cdot \mu_p) E_z(r,t) \tag{IV.9}$$

Enfin, le courant total i est calculé selon le théorème de Ramo :

$$i(t) = \iint_{y,z} j(r,t) \cdot dA \tag{IV.10}$$

Avec dA la surface élémentaire traversée par le courant : $dA = dx \cdot dy$.

Tout comme précédemment, on discrétise ces équations afin de résoudre le système avec la méthode des différences finies. La méthode de calcul utilisant les hypothèses précédemment énoncées est décrite sur la figure IV.31. On voit en particulier sur ce synoptique la rétroaction du champ d'écrantage sur sa source, c'est-à-dire les porteurs. Cette rétroaction va clairement apparaître sur les simulations lorsque l'on soumettra le matériau à une forte puissance optique.

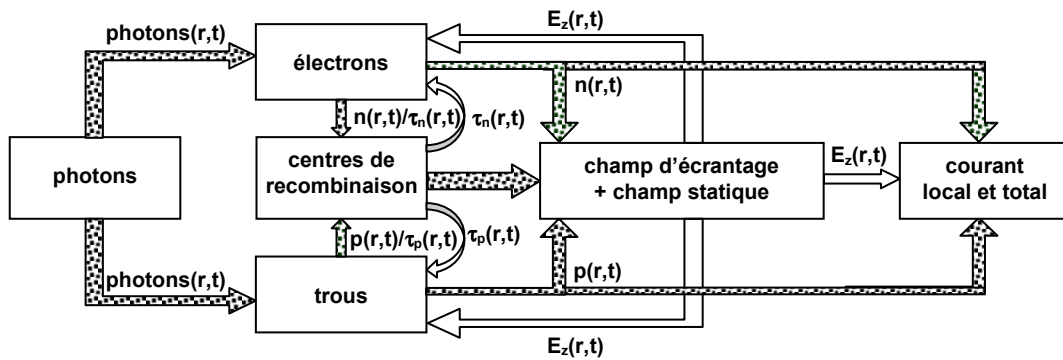


figure IV.31 : synoptique de la méthode de calcul de la dynamique des porteurs

Après chaque itération on vérifie que le calcul est juste et stable si la charge totale (dans la structure et en dehors) est nulle et si, à chaque point de calcul, la distance de dérive des porteurs est inférieure au pas spatial selon l'axe z .

IV.5.3 Simulations

Les simulations suivantes sont effectuées avec les mêmes paramètres matériau que la première simulation de ce chapitre et sur une structure carrée de $60 \mu\text{m}$ de coté. Le spot gaussien a un diamètre en $1/e$ de $18 \mu\text{m}$. La tension de polarisation est 6 V (le champ électrique est alors de 10^5 V/m). On considère deux puissances optiques (1 mW et 10 mW) afin de mettre en évidence l'écrantage du champ électrique.

La première colonne représente les différents paramètres à l'instant où l'intensité du spot gaussien est maximum ($0,5 \text{ ps}$) et la deuxième colonne à l'instant juste après l'extinction de ce spot ($0,8 \text{ ps}$). Le graphique en bas de page à gauche trace le courant total généré. Les deux flèches indiquent les instants échantillonnés et la courbe en pointillés est l'image de

l'intensité lumineuse. La figure en bas à droite représente la valeur du champ total au centre du spot.

Dans le cas d'une faible puissance (1 mW) et dans les premiers instants (figure IV.32 colonne de gauche) l'ensemble des phénomènes est quasi linéaire. En effet, le temps de vie des électrons vaut 0,5 ps sur toute la structure et le champ d'écrantage est très faible. On observe alors une densité de courant de forme gaussienne correspondant bien à la répartition des porteurs. Après 0,3 ps (figure IV.32 colonne de droite), le temps de vie des électrons n'a quasiment pas varié, mais le champ d'écrantage a commencé à augmenter sur le centre du spot. Les porteurs du centre sont alors moins accélérés et la densité de courant n'est plus gaussienne. Cet effet n'est pas vraiment marqué dans ce cas puisque l'impulsion générée possède une allure classique de décroissance en double exponentielle. Le champ total au centre du spot s'annule lentement et n'influe que très peu sur la partie initiale de l'impulsion. Le déplacement des porteurs n'est pas clairement visible sur ces graphiques puisque la distance de dérive des électrons est d'environ un centième de micron durant la simulation. On peut noter que le champ d'écrantage ne se rétablit pas à la fin de la simulation. Cet effet est dû aux porteurs qui sont « bloqués » dans les pièges des parties extrêmes de la structure. En effet, sous l'action du champ électrique, les électrons et les trous se déplacent en sens inverse. Or, les électrons piégés sur la partie extrême de la structure ne trouvent pas de trou pour se recombiner puisque ceux-ci se sont déplacés dans le sens opposé. Cet effet est le même pour les trous qui ionisent des pièges qui ne sont pas remplis par des électrons. A la fin de la simulation on trouve donc d'un côté des électrons piégés et de l'autre côté des pièges en surnombre par rapport à l'équilibre. La bande de valence est pleine et il n'y a plus d'électrons dans la bande de conduction, tous les porteurs sont alors bloqués dans les pièges. Le mécanisme physique permettant au système de relaxer (conduction entre pièges par saut, thermo-stimulation des porteurs...) n'a pas été pris en compte dans le calcul et entraîne donc un champ d'écrantage statique à la fin de la simulation.

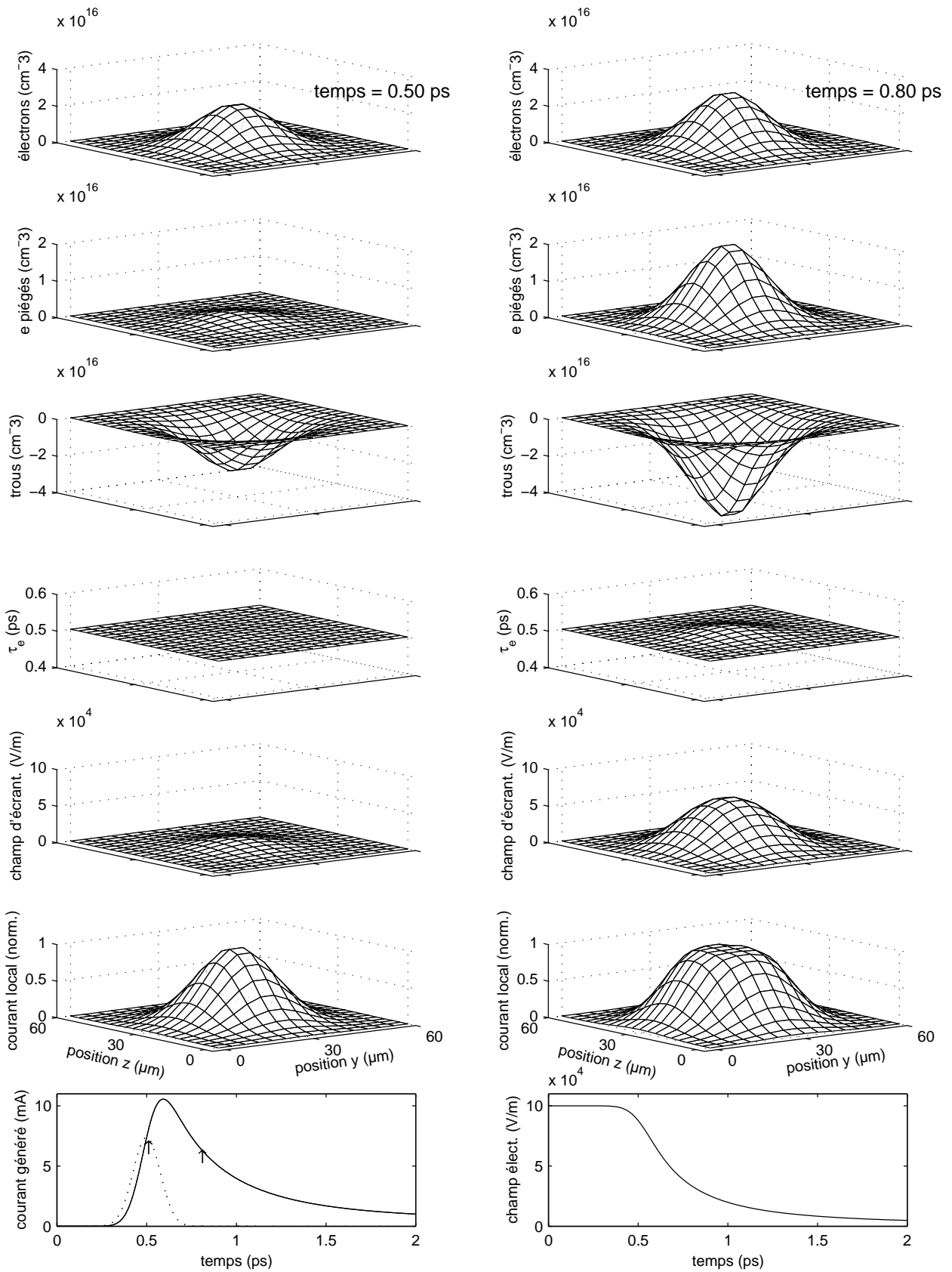


figure IV.32 : simulation 2D pour une puissance optique de 1 mW

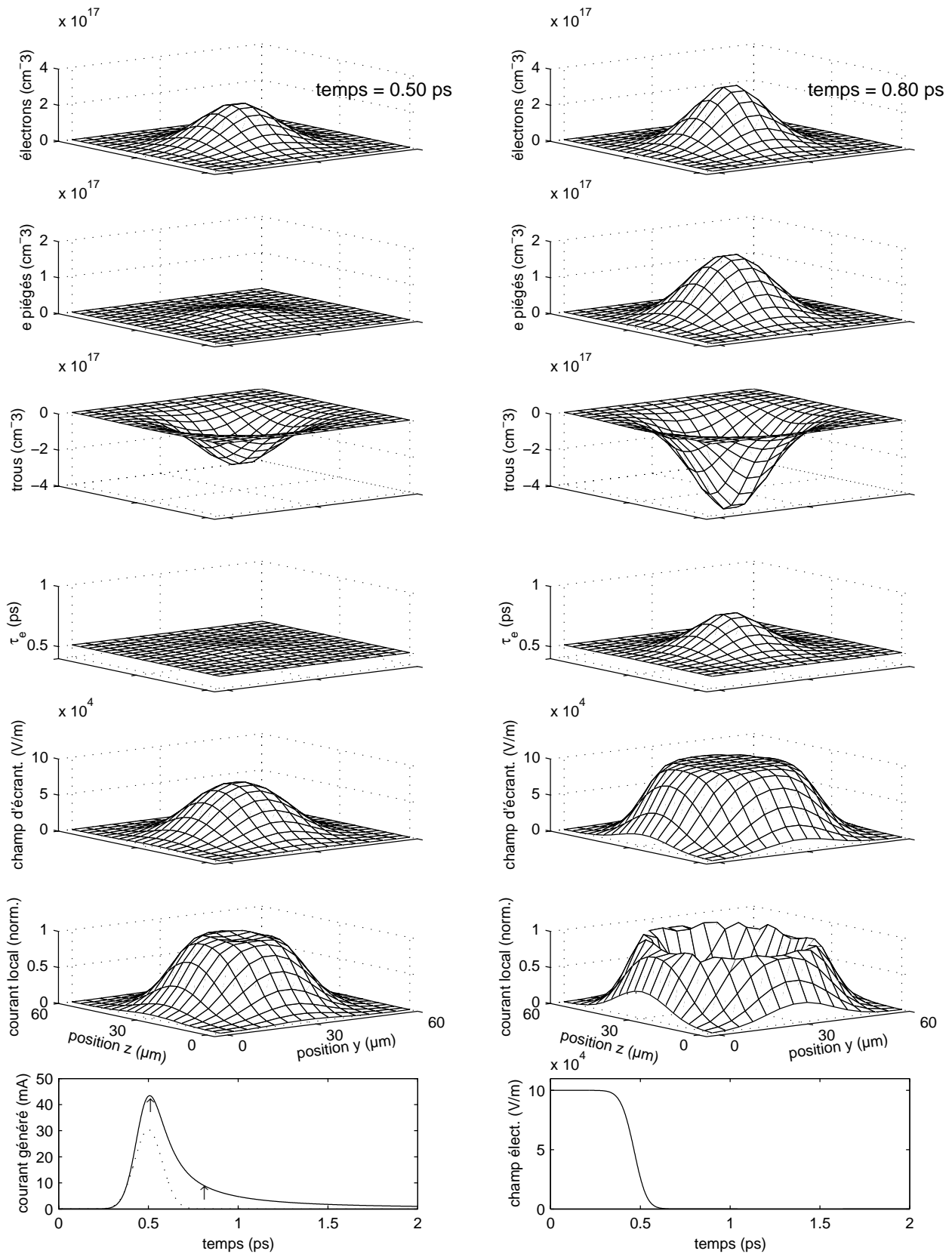


figure IV.33 : simulation 2D pour une puissance optique de 10 mW

Dans le cas d'une puissance plus élevée (10 mW) un début de saturation du niveau de piège et un écrantage très important apparaissent. Dans les premiers instants (figure IV.33 colonne de gauche), le temps de vie des électrons n'a encore que très peu varié puisque seule une faible partie des électrons est piégée. En revanche, l'écrantage a déjà commencé à se mettre en place au milieu du spot. La densité de courant n'est déjà plus une gaussienne à cet instant. Après encore 0,3 ps (figure IV.33 colonne de droite), la densité d'électrons piégés commence à saturer le niveau de piège et augmente le temps de vie des électrons au centre. Cependant, ce phénomène n'est pas visible sur la forme de l'impulsion générée car le champ électrique est totalement écranté à ce même endroit (figure en bas à droite). On peut alors observer que les porteurs du centre ne participent plus du tout à la conduction et on observe un creux sur la densité de courant. L'impulsion générée est raccourcie dans ce cas. Ce phénomène d'écrantage a déjà été simulé par [Piao00].

Une autre manière de mettre en évidence ce phénomène d'écrantage est de calculer la densité totale de charge à chaque endroit. Plus la densité relative de charge est élevée entre deux sites différents, plus l'écrantage est fort. Et ceci est d'autant plus marqué que ces positions sont proches. La figure IV.34 trace ce calcul pour une puissance de 1 mW et la figure IV.35 trace ce calcul pour 10 mW aux deux instants précédemment simulés. Dans le cas d'une faible puissance, le motif représentant le différentiel de densité n'évolue que très peu temporellement. On peut noter que ce motif correspond simplement à la différence de deux gaussiennes séparées spatialement. Dans le cas d'une puissance de 10 mW, dans les premiers instants, l'écrantage ne s'est pas encore mis en place. En revanche, après 0,3 ps, le motif présente un aspect en « demi lunes » similaire aux mesures et aux simulations effectuées par [Bieler00] (figure IV.36).

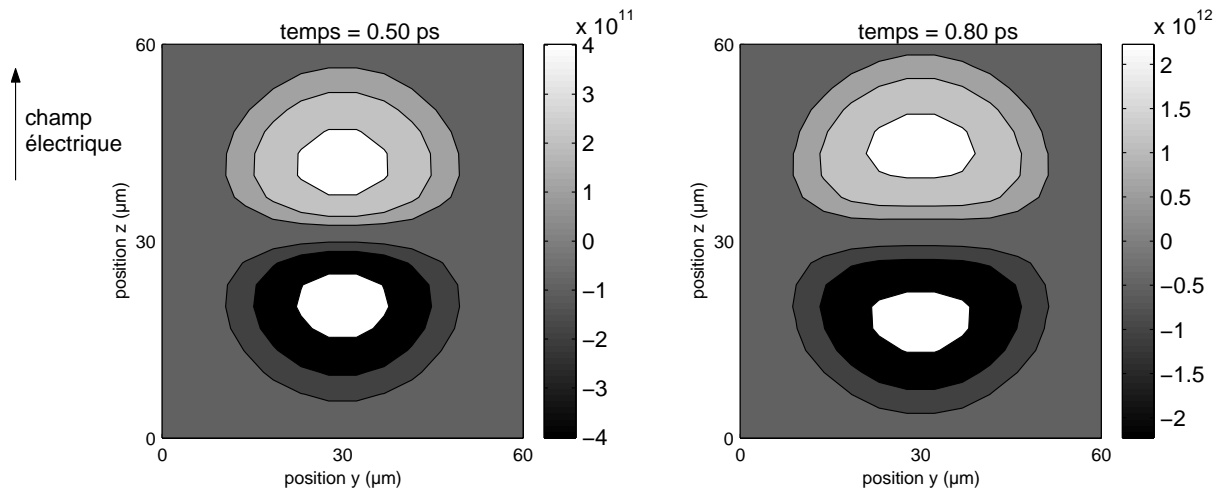


figure IV.34 : illustration de l'écrantage pour 1mW

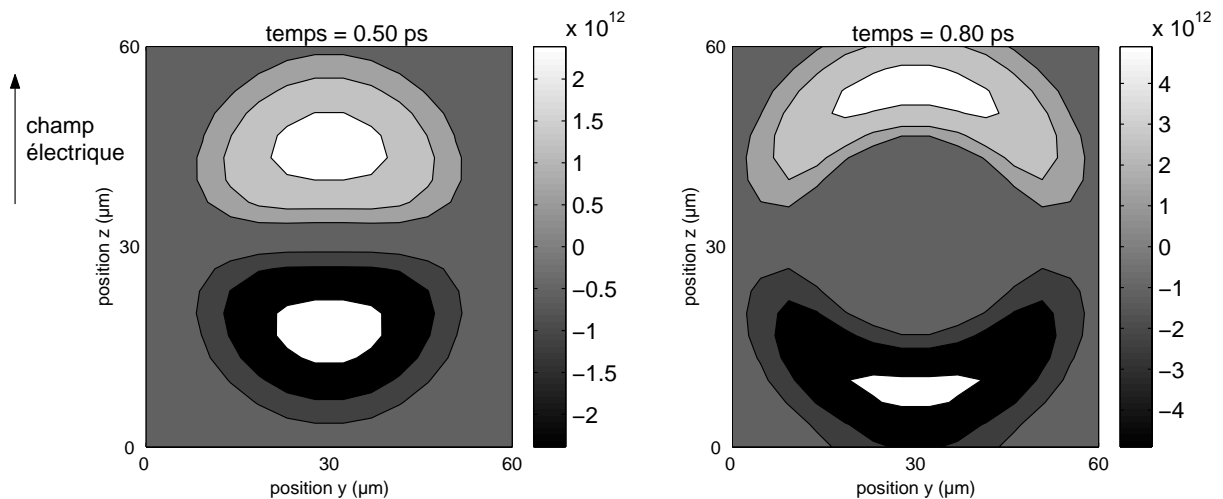


figure IV.35 : illustration de l'écrantage pour 10mW

La figure IV.36 (a) représente la différence entre la photoluminescence lorsque le photocommutateur est polarisé et non polarisé. La photoluminescence est proportionnelle à la différence des populations de porteurs. Les zones sombres montrent une forte réduction de la photoluminescence (et les zones claires une augmentation) par rapport au cas non polarisé. Les simulations sont basées sur des considérations très simples. Si on néglige l'écrantage, le champ statique déplace la distribution gaussienne des porteurs d'une distance d constante en tout point (les électrons et les trous se déplaçant en sens inverse). On obtient alors la figure (b) qui est une simple soustraction de deux gaussiennes décalées spatialement. En revanche, si le champ d'écrantage est suffisamment influent, cette distance d dépend de la densité de charge et la forme de la distribution de porteurs est alors modifiée. La différence de porteurs entre les cas polarisés et non polarisés prend alors la forme de la figure (c). En comparant avec la mesure, on observe donc bien une influence du champ d'écrantage.

Le modèle développé dans ce chapitre ne prenant pas en compte les interactions normales au champ électrique, la figure obtenue est sensiblement différente des mesures et des simulations de [Bieler00]. Afin de compléter ce modèle, il conviendra d'introduire l'équation de Poisson et la dérive des porteurs dans la direction normale au champ électrique.

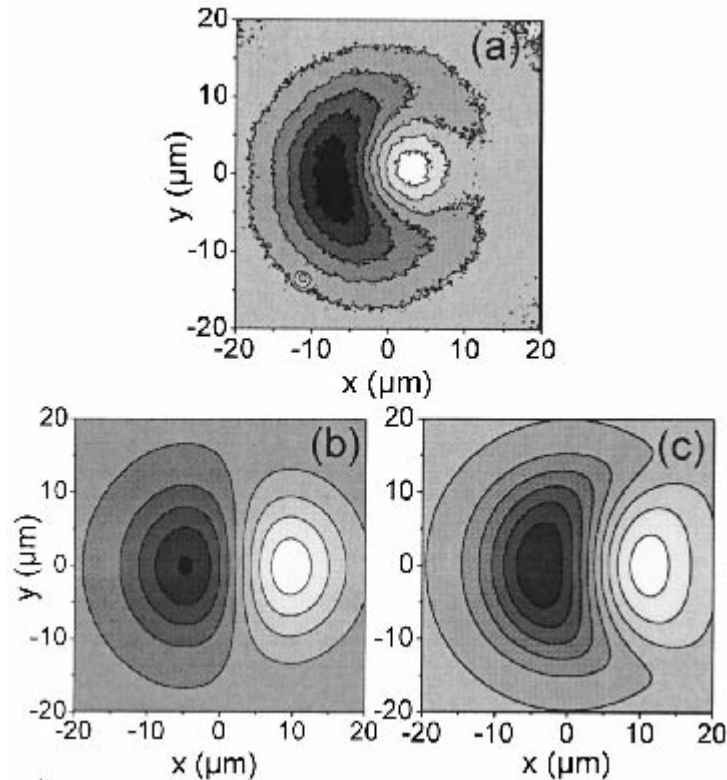


figure IV.36 : mesure de la différence de luminescence dans un photocommutateur polarisé et non polarisé (a) et modélisation simple du phénomène sans écrantage (b) et avec écrantage (c) [Bieler00]

IV.6 Conclusion

Nous avons modélisé des phénomènes internes de dynamique des porteurs du photocommutateur. Malgré le nombre important de paramètres inconnus, les calculs se sont montrés fidèles aux mesures. Les mesures et calculs du courant moyen généré par le photocommutateur en éclairage continu et impulsionnel montrent clairement la limitation de l'amplitude de l'impulsion due au circuit hyperfréquence et notamment l'influence de Z_c . De même, les calculs du temps de relaxation ont montré que celui-ci n'est pas seulement imposé par le temps de vie des électrons, mais aussi par le circuit hyperfréquence. La mesure du temps de vie des électrons sur ce type de mesure n'est donc pas triviale. La dernière mesure pompe-sonde photoconductive nous a permis d'observer le temps de relaxation du photocommutateur, ainsi que la saturation du matériau. Le modèle théorique décrit en détail la dynamique de chaque phénomène. Afin d'approfondir l'analyse de la réponse du photocommutateur, nous avons introduit un modèle en deux dimensions. Ce modèle sommaire nous a permis d'observer un phénomène d'écrantage en comparant avec des

mesures effectuées par [Bieler00]. Son développement ultérieur permettra sans aucun doute d'obtenir des résultats plus éloquents.

Conclusion

Notre travail a porté sur une étude théorique et expérimentale de la génération d'impulsions ultra-brèves par photocommutation dans des dispositifs à semi-conducteurs de type GaAs épitaxié à basse température (GaAs BT). La réponse d'un tel composant à une excitation optique femtoseconde n'est pas triviale car elle fait intervenir des phénomènes relatifs à la physique du solide associés à l'aspect électromagnétique du signal généré. Mon travail a consisté à développer un modèle simple prenant en compte ces deux composantes. Cette analyse est appuyée par des mesures de ces dispositifs en utilisant plusieurs méthodes de caractérisation.

Après avoir exposé les différentes méthodes de génération d'impulsions électrique brèves, j'ai mis en œuvre trois techniques de caractérisation différentes sur des dispositifs utilisant du GaAs BT dopé au béryllium. La première technique, l'échantillonnage photoconductif était la méthode la plus simple à mettre en œuvre, les lignes de propagation étant entièrement déposées sur le substrat photoconductif. Cette méthode montre une excellente sensibilité et une très bonne résolution temporelle. Ensuite, j'ai utilisé une méthode électro-optique pour caractériser ce même signal. Pour cela, j'ai simplement posé sur les lignes un cristal de tantalate de lithium possédant un traitement réfléchissant sur la face inférieure. Cette méthode est plus délicate à mettre au point car il faut utiliser plus d'éléments optiques (lames quart et demi onde) et l'utilisation d'une double photodiode est nécessaire pour analyser le changement de polarisation dû à l'impulsion électrique. Cependant, c'est une technique souple puisqu'elle peut s'utiliser sur n'importe quel type de ligne. Sa résolution est excellente mais la configuration utilisée engendre des perturbations dues au cristal qui peuvent être rédhibitoires. L'utilisation d'une sonde taillée en pointe ou d'un polymère de faible permittivité pourrait permettre de réduire ce problème. On peut cependant noter que la présence de ce cristal sur les lignes a fortement réduit la dispersion de l'impulsion. Cet effet peut être mis à profit pour guider des impulsions sub-picosecondes sur des distances supérieures. La dernière méthode, l'échantillonnage par électro-absorption a été réalisée à Lille avec Jean-François Lampin au sein de l'équipe épitaxie de l'IEMN. Après avoir déposé un patch d'AlGaAs BT sur les lignes, nous avons pu caractériser le dispositif. Cette technique offre une excellente résolution temporelle ainsi qu'une excellente sensibilité, puisqu'une simple photodiode suffit pour mesurer le signal modulé. La dépose du patch sur les lignes n'est pas triviale, mais une sonde externe a été mise au point afin de caractériser n'importe quel dispositif. Ces mesures ont permis de caractériser plusieurs dispositifs et notamment d'observer l'influence de leur capacité sur la durée du signal électrique.

J'ai terminé cette partie expérimentale par une série de mesures en espace libre pour caractériser plusieurs types d'antennes dipolaires. Dans la configuration expérimentale utilisée, l'antenne « classique » carrée possédant une fente de $5 \mu\text{m}$ s'est révélée la plus efficace. Enfin j'ai présenté des mesures réalisées à Vilnius (Lituanie) avec Arunas Krotkus

de l'Institut de Physique des Semiconducteurs. Ici, nous avons réalisé de la photogénération de surface en éclairant du tellure de cadmium. Les mesures ont mis en évidence que le rayonnement est dû à l'effet Dember.

J'ai ensuite exposé une modélisation simple d'un photocommutateur. Ce modèle mixte prend en compte le matériau, et notamment la présence d'un centre de recombinaison, ainsi que le circuit hyperfréquence qui constitue une partie intégrante du dispositif. Après avoir justifié les simplifications utilisées, j'ai détaillé la méthode de résolution numérique par différences finies. Ensuite, une étude paramétrique a permis de mettre en évidence l'influence du circuit électrique sur la réponse du dispositif. Outre une influence évidente de la capacité, j'ai montré un élargissement de l'impulsion électrique dû au seul fait du circuit hyperfréquence.

Dans la dernière partie de ce manuscrit, j'ai pu comparer les résultats théoriques et expérimentaux. J'ai ainsi montré l'influence du circuit hyperfréquence sur la limitation de l'amplitude de l'impulsion générée sous fort éclairement. De même, les mesures et simulations du courant moyen généré en mode impulsionnel et continu ont confirmé cette limitation. De surcroît, j'ai montré théoriquement que, à cause du circuit hyperfréquence, le temps de relaxation mesuré sur l'impulsion ne correspond pas au temps de vie des porteurs. Ensuite, j'ai mis en évidence la saturation du niveau de pièges du matériau entraînant un élargissement de l'impulsion. Les simulations sont tout à fait conformes aux mesures et valident des mesures effectuées précédemment [Krotkus02]. Enfin, j'ai détaillé une expérience originale de type pompe-sonde photoconductive permettant de mesurer le temps de relaxation du dispositif ainsi que la saturation du matériau. Le modèle théorique présente bien la même allure que la mesure. Le temps de relaxation du dispositif est supérieur à 100 ps et montre, *a priori*, l'influence du temps de vie du substrat de GaAs intrinsèque. S'il n'a pas été possible de faire un ajustement parfait de la théorie par rapport à la mesure, le modèle nous a permis de comprendre en détail les phénomènes apparaissant lors de l'éclairement du dispositif par deux impulsions successives. Enfin, j'ai présenté un modèle en deux dimensions d'un photocommutateur. Ce modèle, bien qu'incomplet à l'heure actuelle, permet tout de même d'observer le phénomène d'écrantage dû à la séparation des porteurs négatifs et positifs. La simulation permet de retrouver l'allure des mesures effectuées par [Bieler00].

Ce travail a permis de mieux appréhender les différents phénomènes physiques et électriques apparaissant lors de la photogénération d'impulsions électriques sub-picosecondes. Notamment, nous avons vu l'influence importante du circuit hyperfréquence. Le modèle développé permettra ainsi d'optimiser le dessin du circuit hyperfréquences en fonction du matériau utilisé afin d'obtenir des impulsions possédant des composantes spectrales plus étendues et plus intenses. L'analyse temporelle pourra être couplée à l'analyse harmonique (voir annexe) afin d'approfondir la compréhension des dispositifs de génération térahertz. Enfin, la comparaison des différentes méthodes de mesure permettra de faire un choix plus éclairé de la technique à utiliser pour caractériser un dispositif.

Bibliographie

Ouvrages de physique générale

- [Bube] R. H. Bube
« Photoelectronic properties of semiconductors »
Cambridge University Press (1992)
- [Chavel] P. Chavel
« Optoélectronique » (volume 1)
sous partie « Physique des semi-conducteurs III-V » par S. Laval
EDP Sciences (2002), disponible en ligne sur www.bibsciences.org
- [Feynman] R. Feynman
« Le cours de physique de Feynman »
Edition Dunod (première édition en 1963)
- [Haelterman] M. Haelterman
notes de cours de physique des semiconducteurs
www.ulb.ac.be/polytech/soa/cours/phys233.htm
- [Pankove] J.I. Pankove
« Optical processes in semiconductors »
Dover Science Books, ISBN 0-486-60275-3 (1971)
- [Rose] A. Rose
« Photoconduction, modèles et problèmes annexes »
Edition Dunod (1966)
- [Ryvkin] S.M. Ryvkin
« Photoelectrical processes in semiconductors »
Fizmatgiz, Moscow, (1963)
- [Rutledge] D.B. Rutledge, D.P. Neikirk, et D.P. Kasinligam
« Integrated Circuit Antennas, Infrared and millimeter waves »
10, 20, Academic Press (Londres, 1983)
- [Saleh] B. E. A. Saleh, M. C. Teich
« Fundamentals of photonics »
Wiley-Interscience (1991)
- [Shen] Y.R. Shen
« The Principles of nonlinear optics »
Wiley (1984)
- [Valdmanis89] J. A. Valdmanis
« Semiconductors and Semimetals », chapitre 4
Academic Press, New York (1989)
- [Yariv] A. Yariv
« Optical Electronics in Modern Communications »
Oxford University Press, 5^{ème} édition (1997)

Publications

- [Ariaudo96] M. Ariaudo
« Analyse théorique de la génération optoélectronique d'impulsions ultrabrèves par photoconduction »
Thèse de la Faculté des Sciences de l'université de Limoge,
Soutenue le 9 décembre 1996

- [Arnone99] D.D. Arnone, C.M. Ciesla, A. Corchia, S. Egusa, m. Pepper, J.M. Chamberlain, C. Bezzant et E.H. Linfield
« Application of terahertz (THz) technology to medical imaging »
SPIE Proc., 3828, 209-219 (1999)
- [Achouche04] M. Achouche, V. Magnin, J. Harari, F. Lelarge, E. Derouin, C. Jany, D. Carpentier, F. Blache, D. Decoster
« High Performance Evanescent Edge Coupled Waveguide Uni-Traveling-Carrier Photodiodes for >40-Gb/s Optical Receivers »
IEEE Photonics Technology Letters, **16**, 584 (2004)
- [Agoston03] A. Agoston, S. Pepper, R. Norton, J. Ebner et K. Schoen
« 100 GHz through-line sampler system with sampling rate rates in excess of 10 Gsamples/second »
soumis à IEEE Trans. Microwave Theory Tech. (2003)
- [Auston75] D.H. Auston
« Picosecond optoelectronics switching and gating in silicon »
Appl. Phys. Lett., **26**, 101 (1975)
- [Auston80] D.H. Auston, P. Lavallard, N. Sol et D. Kaplan
« An amorphous silicon photodetector for picosecond pulses »
Appl. Phys. Lett., **36**, 66 (1980)
- [Auston83] D.H. Auston
« Impulse response of photoconductors in transmission lines »
IEEE JQE, **19**, 639 (1983)
- [Auston84] D.H. Auston, K.P. Cheung et P.R. Smith
« Picosecond photoconducting Hertzian dipoles »
Appl. Phys. Lett., **45**, 284 (1984)
- [Beard01] M. C. Beard, G. M. Turner et C. A. Schmuttenmaer
« Subpicosecond carrier dynamics in low-temperature grown GaAs as measured by time-resolved terahertz spectroscopy »
Journ. Of Appl. Phys., **90**, 5915 (2001)
- [Bieler00] M. Bieler, G. Hein, K. Pierz, U. Siegner et M. Koch
« Spatial pattern formation of optically excited carriers in photoconductive switches »
Appl. Phys. Lett., **77**, 1002.(2000)
- [Bliss92] D.E. Bliss, W. Walukiewicz, J.W. Ager, E. E. Haller, K.T. Chan et S. Tanigawa
« Annealing studies of low-temperature-grown GaAs : Be »
J. Appl. Phys., **71**, 1699 (1992)
- [Bonvalet95] A. Bonvalet, M. Joffre, J.L. Martin, et A. Migus
« Generation of ultrabroadband femtosecond pulses in the mid-infrared by optical rectification of 15 fs light pulses at 100 MHz repetition rate »
Appl. Phys. Lett., **67**, 2907 (1995)
- [Bose97] J. Bose
« On the determination of the wavelength of electric radiation by a diffraction grating »
Proc. R. Soc. **60**, pp. 167–178 (1897)
- [Castagné76] R. Castagné, S. Laval et R. Laval
« Picosecond 1 – wavelength optoelectronic gate »
Elec. Lett., **12**, 438-439, (1976)
- [Chen89] C.L. Chen, F.W. Smith, A.R. Calawa, L.J. Mahoney et M.J. Manfra
« Reduction of sidegating in GaAs analog and digital circuits using a new buffer layer »
IEEE Transaction on Electron Devices, **36**, 1546 (1989)
- [Chen98] Y. Chen, S.S. Prabhu, S.E. Ralph et D.T. McInturff
« Trapping and recombination dynamics in low-temperature grown GaAs multiple quantum wells observed via terahertz spectroscopy »
Appl. Phys. Lett., **72**, 439 (1998)

- [Cheung86] K. P. Cheung and D. Auston,
« A Novel Technique for Measuring Far-Infrared Absorption and Dispersion »
Infrared Physics **26**, 23 (1986)
- [Chou85] S.Y. Chou, D.A. Antoniadis, et H.I. Smith
« Observation of electron velocity overshoot in sub-100-nm-channel MOSFET's in Silicon »
IEEE Elec. Dev. Lett., **6**, 665 (1985)
- [Chou91] S.Y. Chou, M.Y. Liu et P.B. Fisher
« Fabrication of sub- 50nm finger spacing and width high-speed metal-semiconductor-metal photodetectors using high-resolution electron beam lithography and molecular beam epitaxy »
J. Vac. Sci. Technol. B, **9**, 2929-2924 (1991)
- [Chou92] S.Y. Chou et M.Y. Liu
« Nanoscale tera-hertz metal-semiconductor-metal photodetector »
IEEE JQE, **28**, 2358-2368 (1992)
- [Chuang92] S.L. Chuang, S. Schmitt-Rink, B.I. Greene, P.N. Saeta, et A.J.F. Levi
« Optical rectification at semiconductor surfaces »
Phys. Rev. Lett., **68**, 102 (1992)
- [Desplanque03] L. Desplanque
« Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde »
Thèse de l'Université des Sciences et Technologie de Lille,
soutenue le 20 novembre 2003
- [Desplanque03a] L. Desplanque, J.-F. et F. Molloy
« Ultrafast sampling of THz pulses using post-process bonding of low temperature grown epitaxial layers »
Tech. Dig. Int. Conf. THz Electron, THz'2003 **F-5**, Sendai (Japan) (2003)
- [Doany87] F.E. Doany, D. Grischkowsky et C.C. Chi
« Carrier lifetime versus ion-implanted dose in silicon-on-sapphire »
Appl. Phys. Lett., **50**, 460 (1987)
- [Downey84] P.M. Downey et B. Shwartz
« Picosecond photoresponse in 3He+ bombarded InP photoconductors »
Appl. Phys. Lett., **44**, 207 (1984)
- [Dunn96] G. M. Dunn et A. B. Walker
« Transient response of photodetectors »
J. of Appl., **79**, 7329 (1996)
- [Duvillaret94] L. Duvillaret
« Échantillonnage électro-optique de circuits intégrés III/V avec lasers à semi-conducteurs picosecondes »
Thèse de doctorat de l'université de Paris Sud - Orsay (1994)
- [Eisele00] H. Eisele, A. Rydberg, G. Haddad
« Recent advances in the performance of InP Gunn devices and GaAs TUNNETT diodes for the 100-300-GHz frequency range and above »
IEEE Trans. MTT **48**, 626 (2000)
- [Eisenstadt84] W.R. Eisenstadt, R.B. Hammond et R.W. Dutton
« Integrated silicon photoconductors for picosecond pulsing and gating »
IEEE Electron Device Letters, **5**, 290 (1984)
- [El-Ghazaly90] S.M. EL-Ghazaly90, R.P. Joshi et R.O. Grondin
« Electromagnetic and transport considerations in subpicosecond photoconductive switch modeling »
IEEE Trans. on Micro. Theo. and Tech., **38**, 629 (1990)
- [Emerson97] Darrel T. Emerson,
« The Work of Jagadis Chandra Bose: 100 Years of Millimeter-Wave Research »
IEEE MTT **45**, 2267 (1997)

- [Eusèbe01] H. Eusèbe
« Tripleur de fréquence à base de ligne de transmission non linéaires et de diodes varactors à hétérostructure »
mémoire de DEA de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, soutenu le 7 juillet 2001
- [Fattinger88] Ch. Fattinger and D. Grischkowsky,
« Point source terahertz optics »
Appl. Phys. Lett. **53**, 1480 (1988)
- [Frankel91] M. Y. Frankel, S. Gupta, J. A. Valdmanis, G. A. Mourou
« Terahertz attenuation and dispersion characteristics of coplanar transmission lines »
IEEE Trans. MTT, **39**, 910 (1991)
- [Franz58] W. Franz, Z. Naturforsch. 13a, 484 (1958)
- [Garet97] F. Garet
« Génération optoélectronique d'impulsions électromagnétiques ultra-courtes ; application à la spectroscopie THz »
Thèse de L'Institut National Polytechnique de Grenoble
Soutenu le 21 novembre 1997
- [Gaubert04] C. Gaubert, L. Chusseau, A. Giani, D. Gasquet, F. Garet, F. Aquistapace, L. Duvillaret, J.-L. Coutaz et W. Knap
« THz fractal antennas for electrical and optical semiconductor emitters and receptors »
Phys. Stat. Sol. (c), **1**, 1439 (2004)
- [Gebauer01] J. Gebauer, R. Zhao, P. Specht, E.R. Weber, F. Börner, F. Redmann et R. Krause-Rehberg
« Does beryllium doping suppress the formation of Ga vacancies in nonstoichiometric GaAs layers grown at low temperature? »
Appl. Phys. Lett., **79**, 4313-4315 (2001)
- [Greene91] B.I. Greene, J.F. Federici, D.R. Dykaar, R.R. Jones et P.H. Bucksbaum
« Interferometric characterization of 160 fs far-infrared light pulse »
Appl. Phys. Lett., **59**, 883 (1991).
- [Greene92] B.I. Greene, P.N. Saeta, D.R. Dykaar, S. Schmitt-Rink, et S.L. Chuang
« Far-infrared light generation at semiconductor surface and its spectroscopic applications »
IEEE JQE **28**, 2302 (1992)
- [Giboney97] K.S. Giboney, M.J.W. Rodwell, et J.E. Bowers
« Travelling-wave photodetectors theory »
IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **45**, 1310-1319 (1997)
- [Grigoras91] K. Grigoras, A. Krotkus, A. Deringas,
« Picosecond lifetime measurement in semiconductor by optoelectronic autocorrelation »
Elec. Lett., **27**, 1024 (1991)
- [Grischkowsky87] D.R. Grischkowsky, I. N. Duling III, J. C. Chen et C. C. Chi
« Electromagnetic shock waves from transmission lines »
Phys. Rev. Lett., **59**, 1663 (1987)
- [Grischkowsky88] D.R. Grischkowsky, M.B. Ketchen, C.C. Chi, N. Duling, N.J. Halas, J.M. Halbout et P.G. May
« Capacitance free generation and detection of subpicosecond electrical pulses on coplanar transmission lines »
IEEE Jour. Of Quan. Elec., **24**, 221-225, (1988)
- [Gu02] P. Gu, M. Tani, S. Kono, K. Sakai et X.-C. Zhang
« Study of terahertz radiation from InAs and InSb »
J. Appl. Phys., **91**, 5533 (2002)

- [Gupta91] K.C. Gupta, M.Y. Frankel, J.A. Valdmanis, J. F. Whitaker, F.W. Smith et A.R. Calawa
« Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperature »
Appl. Phys. Lett., **59**, 3276 (1991)
- [Gupta92] S. Gupta, J.F. Whitaker, and G. Mourou,
« Ultrafast Carrier Dynamics in III-V Semiconductors Grown by Molecular-Beam Epitaxy at Very Low Temperatures »
IEEE JQE, **28**, 2464 (1992)
- [Hangyo96] M. Hangyo, S. Tomozawa, Y. Murakami, M. Tonouchi, M. Tani, Z. Wang, K. Sakai, and S. Nakashima
« Terahertz radiation from superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ thin films excited by femtosecond optical pulses »
Appl. Phys. Lett. **69**, 2122 (1996)
- [Hammond84] R.B. Hammond, N.G. Paulter et R.S. Wagner
« Observed circuit limits to time resolution in correlation measurement with Si-on-sapphire, GaAs and InP picosecond photoconductors »
Appl. Phys. Lett., **45**, 289, (1984)
- [Hertz88] H. R. Hertz,
« Electric Waves »
Dover, New York (1962)
- [Holzman00] J.F. Holzman, F.E. Vermeulen et A.Y. Elezzabi
« Recombination-independent photo-generation of ultrashort electrical pulses »
Appl. Phys. Lett., **76**, 134 (2000)
- [Holzman01] J.F. Holzman, F.E. Vermeulen et A.Y. Elezzabi
« Generation of 1.2 ps electrical pulses through parallel gating in ultrathin silicon photoconductive switches »
Appl. Phys. Lett., **79**, 4249 (2001)
- [Houghton66] J. Houghton and S.D. Smith,
« Infrared Physics »
Oxford University Press, Oxford (1966)
- [Hu90] B. B. Hu, X.-C. Zhang, and D. H. Auston
« Free-space radiation from electro-optic crystals »
Appl. Phys. Lett. **56**, 506 (1990)
- [Hu95] B. B. Hu et M. Nuss
« Imaging with THz wave »
Opt. Lett. **20**, 1716 (1995)
- [Hwang96] J.-R. Hwang, R.K. Lai, J. Nees, T. Norris et J. F. Whitaker
« A field sensitive photoconductive probe for sampling through passivation layers »
Appl. Phys. Lett., **69**, 2211 (1996)
- [Ishibashi97] T. Ishibashi, N. Shimizu, S. Kodama, H. Ito, T. Nagatsuma et T. Furuta
« Uni-travelling-carrier photodiodes »
Technical Digest Ultrafast Electronics and Optoelectronics, 83, (1997)
- [Ito00] H. Ito, T. Furuta, S. Kodama, et T. Ishibashi
« InP/InGaAs uni-travelling-carrier photodiode with 310 GHz bandwidth »
Electron. Lett., **36**, 1809 (2000)
- [Johnson95] A.M. Johnson, D.W. Kisker, W.M. Simpson et R.D. Feldman
« Picosecond photoconductivity in polycrystalline CdTe films prepared by UV-enhanced OMVCD »
Picosecond Electronics and Optoelectronics, Springer series in Electrophysics, Berlin (1995)
- [Johnston02] M.B. Johnston, D.M. Whittaker, A. Corchia, A.G. Davies et E.H. Linfield
« Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces »
Phys.Rev. B, **65**, 165301 (2002)

- [Jiang98] Zhiping Jiang and X.-C. Zhang
« Electro-optic measurement of THz field pulses with a chirped optical beam »
Appl. Phys. Lett., **72**, 1945 (1998)
- [Jrad99] A. Jrad
« Etude des lignes de transmission non linéaires pour la génération et la propagation d'impulsions ultra-courtes »
Thèse de l'Université de Savoie, soutenue le 30 juin 1999
- [Kadlec04] F. Kadlec, P. Kuzel et J.-L. Coutaz
« Optical rectification at metal surfaces »
à paraître dans Opt. Lett (Novembre 2004)
- [Kaminska89a] M. Kaminska, E.R. Weber, Z.L. Weber et R. Leon
« Stoichiometry-related defects in GaAs grown by molecular-beam epitaxy at low temperature »
J. Vac. Sci. Technol. B, **7**, 710 (1989)
- [Kaminska89b] M. Kaminska, Z.L. Weber, E.R. Weber, T. George, J.B. Kotright, F.W. Smith, B.Y. Tsauro et A.R. Calawa
« structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures »
Appl. Phys. Lett., **54**, 1881 (1989)
- [Keldysh58] L. V. Keldysh,
Zh. Eksperim. i teor. Fiz. 34, 1138 (1958)
traduction anglaise : Soviet Phys. JETP 7, 788 (1958)
- [Kim93] J. Kim, S. Williamson, J. Nees, S.-I. Wakana et J. Whitaker
« Photoconductive sampling probe with 2,3 ps temporal resolution and 4 μ V sensitivity »
Appl. Phys. Lett., **62**, 2268 (1993)
- [Knap04] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. V. Popov, M. S. Shur
« Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors »
Appl. Phys. Lett. **84**, 2331 (2004)
- [Knoesel01] E. Knoesel, M. Bonn, J. Shan et T.F. Heinz
« Charge transport and carrier dynamics in liquids probed by THz time domain spectroscopy »
Phys. Rev. Lett., **86**, 340-343 (2001)
- [Kollberg89] E. L. Kollberg et A. Rydberg
« Quantum barrier varactor diodes for high efficiency millimeter wave multipliers »
Elec. Lett., **25**, 1696 (1989)
- [Krökel89] D. Krökel, D.R. Grischkowsky et M.B. Ketchen
« Subpicosecond electrical pulse generation using photoconductive switches with long carrier lifetime »
Appl. Phys. Lett., **54**, 639-647 (1989)
- [Krotkus99] A. Krotkus, K. Bertulis, L. Dapkus, U. Olin et S. Marcinkevičius
« Ultrafast carrier trapping in Be-doped low-temperature-grown GaAs »
Appl. Phys. Lett., **75**, 3336-3338 (1999)
- [Krotkus02] A. Krotkus, K. Bertulis, K. Korona, A. Wolos, J. Siegert, S. Marcinkevičius, J.-F. Roux et J.-L. Coutaz
« Be-doped low-temperature-grown GaAs material for optoelectronic switches »
IEE Proc. Optoelectron., **149**, 111-115
- [Krotkus04] A. Krotkus, R. Adomavičius, G. Molis, A. Urbanowicz et H. Eusèbe
« Terahertz radiation from $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ photoexcited by femtosecond laser pulses »
Journal of Appl. Phys., **96** (2004)
- [Kuchta90] D. Kuchta, J.R. Whinnery, J.S. Smith, J.M. Woodal et D. Pettit
« Improved contacts to semi-insulating GaAs photoconductive switches using a graded layer of InGaAs »
Appl. Phys. Lett., **57**, 1534 (1990)

- [Kuhl84] J. Kuhl, E.O. Gobel, Th Pfeiffer et A. Jonietz
« Subpicosecond carrier trapping in high-defect-density amorphous Si and GaAs »
Appl. Phys. A, **34**, 105 (1984)
- [Laine99] T. Laine, K. Saarinen, P. Hautojärvi, C. Corbel et M. Missous
« Defects in MBE GaAs grown at low temperatures: stoichiometry, doping and deactivation of n-type conductivity »
J. Appl. Phys., **86**, 1888 (1999)
- [Lambsdorff81] M. Lambsdorff, J. Kuhl, J. Rosenzweig et A. Axmann
« Subpicosecond carrier lifetimes in radiation-damaged GaAs »
Appl. Phys. Lett, **58**, 1881 (1991)
- [Lampin01] J.-F. Lampin, L. Desplanque et F. Molloy
« Detection of picosecond electrical pulses by the intrinsic Franz-Keldysh effect »
Appl. Phys. Lett., **67**, 79 (2001)
- [Landauer60] R. Landauer
« Shock wave structure in nonlinear dielectrics »
Ferroelectrics, **10**, 237-240 (1976)
- [Landman97] J.I. Landman, C.G. Morgan, J.T. Schick, P. Papoulias et A. Kumar
« Arsenic interstitial complexes in low-temperature grown GaAs »
Phys. Rev. B, **55**, 15581 (1997)
- [Laugier81] A. Laugier et J-A Roger
« Les photopiles solaires »
Technique & documentation, ISBN 2-85206-095-7, 1981
- [Leitenstorfer00] A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M.C. Nuss et W.H Knox
« Femtosecond high-field transport in compound semiconductors »
Phys. Rev. B, **61**, 16642-16652 (2000)
- [Leitner99] M. Leitner, P. Glas, T. Sandrock, M. Wrage, G. Apostopoulos, A. Riedel, H. Kostial, J. Herfort, K.-J. Friedland et L. Däweritz
« Self-starting mode locking of a Nd :glass fiber laser by use of the third-order nonlinearity of low-temperature-grown GaAs »
Optics Letters, **24**, 1567-1569 (1999)
- [Liliental-Weber95] Z. Liliental-Weber, X. W. Lin, et J. Washburn
« Rapid thermal annealing of low-temperature GaAs layer »
Appl. Phys. Lett., **66**, 2086 (1995)
- [Lim68] Y.C. Lim, R.A. Moore
« Properties of alternately charged coplanar parallel strips by conformal mappings »
IEEE Trans. Electron. Devices, **ED-15**, 173 (1968)
- [Liou96] L.-C. Liou et B. Nabet
« Simple analytical model of bias dependence of the photocurrent of metal-semiconductor-metal photodetectors »
Appl. Opt., **35**, 15 (1996)
- [Look90] D.C. Look, D.C. Walters, M.O. Manasreh, J.R. Sizelove, C.E. Stutz et K.R. Evans
« Anomalous Hall-effect results in low temperature molecular-beam-epitaxial GaAs : hopping in a dense EL2 like band »
Phys. Rev. B, **42**, 3578 (1990)
- [Lukosz79] W. Lukosz
« Light emission by magnetic and electric dipoles close to a plane dielectric interface. Radiation patterns of dipoles with arbitrary orientation »
JOSA, **69**, 1495 (1979)
- [Lysberg98] M. Lysberg, H. Sohn, A. Prasad, P. Specht, Z. Liliental-Weber, E.R. Weber, J. Gebauer et R. Krause-Rehberg
« Effect of the growth temperature and As/Ga flux ratio on the incorporation of excess As in low temperature grown GaAs »
J. Appl. Phys., **83**, 561-567 (1998)

- [Mann01] C.M. Mann
« Towards terahertz communications systems »
Terahertz Sources and systems, NATO Science Series II, 27, 261-267 (2001)
- [Melloch90] M.R. Melloch, N. Otsuka, J.M. Woodall, A.C. Warren et J.L. Freeouf
« Formation of Arsenic precipitates in GaAs layers grown by molecular beam epitaxy at low substrate temperatures »
Appl. Phys. Lett., **57**, 1531 (1990)
- [Meyer85] K. E. Meyer et G. A. Mourou
« Two-dimensional E-Field mapping with subpicosecond temporal resolution »
Electron. Lett., **21**, 568 (1985)
- [Mickan00] S. Mickan, D. Abbott, J. Munch, X.C. Zhang, T. van Dorn
« Analysis of system trade-offs for terahertz imaging »
Microelectronics Journal **31**, 503 (2000)
- [Mittleman99] D. M. Mittleman, M. Gupta, R. Neelamani, R.G. Baraniuk, J.V. Rudd, M. Koch
« Recent Advances in T-Ray Imaging »
Appl. Phys. **B 68**, 1085 (1999)
- [Mittleman03] D. Mittleman editor,
« Sensing with Terahertz Radiation »
Springer Series in Optical Sciences **85**, Springer, Berlin (2003)
- [Motet91] T. Motet, J. Nees, S. Williamson et G. Mourou
« 1.4 ps rise-time high-voltage photoconductive switching »
Appl. Phys. Lett., **59**, 1455-1457 (1991)
- [Mourou81] G. Mourou, C.V. Stancampiano, A. Antonetti, et A. Orszag,
« Picosecond microwave pulse generated with subpicosecond laser-driven semiconductor switch »
Appl. Phys. Lett. **39**, 295 (1981)
- [Nagatsuma02] Tadao Nagatsuma
« Photonic measurement technologies for high-speed electronics »
Meas. Sci. Technol., **13**, 1655–1663 (2002)
- [Nichols93] E. F. Nichols
« A study of the transmission spectra of certain substances in the infra-red »
Phys. Rev. **1**, 1 (1893)
- [Nuss89] M.C. Nuss, D.W. Kisker, P.R. Smith et T.E. Harvey
« Efficient generation of 480 fs electrical pulses on transmission lines by photoconductive switching in metalorganic chemical vapor deposited CdTe »
Appl. Phys. Lett, **54**, 57 (1989)
- [Peytavit02] E. Peytavit
« Génération et propagation aux fréquences térahertz »
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille
soutenue le 24 octobre 2002
- [Piao00] Z. P. Piao, M. Tani et K. Skai
« Carrier dynamics and THz radiation in biased semiconductor structures »
Japanese Journ. of Appl. Phys., **39**, 96 (2000)
- [Pickwell04] E. Pikwell, B.E. Cole, A.J. Fitzgerald, M. Pepper et V.P. Wallace
« In vivo study of human skin using pulsed terahertz radiation »
Phys. Med. Biol. **49**, 1595-1607 (2004)
- [Platte78] W. Platte
« Spectral dependence of microwaves power transmission in laser controlled solid states microstrip switches »
Solid-state and electron devices, **2**, 97, (1978)
- [Ralph91] S.E. Ralph et D. Grischkowsky
« THz spectroscopy and source characterisation by optoelectronic interferometry »
Appl. Phys. Lett., **60**, 1070 (1991)

- [Reklaitis99] A. Reklaitis, A. Krotkus et G. Grigaliūnaitė
« Enhanced drift velocity of photoelectrons in a semiconductor with ultrafast carrier recombination »
Semicond. Sci. Tech., **14**, 945-947 (1999)
- [Rialland00] S. Rialland
« Echantillonnage électro-optique de circuits électroniques »
Thèse de l'Université de savoie
Soutenue le 25 janvier 2000
- [Rice 94a] A. Rice, Y. Jin, X. F. Ma, X.-C. Zhang, D. Bliss, J. Larkin, and M. Alexander
« Terahertz optical rectification from <110> zinc-blende crystals »
Appl. Phys. Lett. **64**, 1324 (1994)
- [Rice94b] A. Rice, Y. Jin, X.F. Ma, et X.-C. Zhang
« Terahertz optical rectification from <110> zinc-blende crystals »
Appl. Phys. Lett., **64**, 1324 (1994)
- [Riemenschneider03] F. Riemenschneider, I. Sagnes, G. Böhm, H. Halbritter, M. Maute, C. Symonds, M. -C. Amann et P. Meissner
« A new concept for tunable long wavelength VCSEL »
Optics Communications, **222**, 341 (2003)
- [Roux97] J.-F. Roux, G. Bader-Tarabay, F. Garet, J.-L. Coutaz et J. Whitaker
« Utilisation de matériaux semi-conducteurs III-V pour la génération d'impulsions électriques subpicosecondes »
Journée Nationales des Micro-ondes 1997 à St Malo
- [Rodwell94] M.J.W. Rodwell, S.T. Allen, R. Yu, M. Case, U. Bhattacharya, M. Reddy, E. Carman, M. Kamegawa, Y. Konishi, J. Puls et R. Pullela
« Active and non linear waves propagation devices in ultrafast electronics and optoelectronics »
IEEE Proceeding, **82**, 1037-1058, (1994)
- [Ruth72] J.G. Ruth
« Electron dynamics in short channel field-effect transistors »
IEEE Trans. Electr. Devices, **19**, 652-654 (1972)
- [Sano89] E. Sano, T. Nagatsuma, T. Shibata et A. Iwata
« Generation of picosecond electrical pulses by a forming optoelectronic device »
Appl. Phys. Lett., **55**, 151-152 (1989)
- [Sarto97] W. Sarto et B. J. Van Zeghbroeck
« Photocurrent in a metal-semiconductor-metal photodetector »
IEEE Journ. Of Quantum Elec., **33**, 2188 (1997)
- [Shan00] J. Shan, A. S. Weling, E. Knoesel, L. Bartels, M. Bonn, A. Nahata, G. A. Reider, and T. F. Heinz
« Single-shot measurement of terahertz electromagnetic pulses by use of electro-optic sampling »
Opt. Lett., **25**, 426 (2000)
- [Shi01] J.W. Shi, K.G. Gan, Y.J. Chiu, Y.H. Chen, C.K. Sun, Y.J. Yang et J.E. Bowers
« Metal-semiconductor-metal travelling-wave photodetectors »
IEEE Photonics Tech. Lett., **16**, 623-625 (2001)
- [Shu90] C. Shu, B.B. Hu, X.C. Zhang, P. Mei et E.S. Yang
« Picosecond photoconductive response of polycrystalline silicon thin films »
Appl. Phys. Lett., **57**, 64 (1990)
- [Smith81] P.R. Smith, D.H. Auston, A.M. Johnson et W.M. Augustyniak
« Picosecond photoconductivity in radiation-damaged silicon-on- sapphire films »
Appl. Phys. Lett., **38**, 47 (1981)
- [Smith88a] P. R. Smith, D. H. Auston, et M. C. Nuss,
« Subpicosecond photoconducting dipole antennas »
IEEE J. Quant. Electron., **24**, 255 (1988)

- [Smith88b] F.W. Smith, H.R. Calawa, C.L. Chen, M.J. Mantra, et L.J. Mahoney
« New M.B.E. buffer used to eliminate backgating in GaAs MESFET's »
IEEE Elect. Dev. Lett., **9**, 77 (1988)
- [Son94] Son, J-H, Norris, T B et Whitaker, J F
« Terahertz electromagnetic pulses as probes for transient velocity overshoot in GaAs and Si »
J. Opt. Soc. Am. B, **11**, 2528 (1994)
- [Specht97] P. Specht, S. Jeong, H. Sohn, M. Lyusberg, A. Prasad, J. Gebauer, R. Krause-Rehberg et E.R. Weber
« Defect control in As-rich GaAs »
Mater. Sci. Forum, 258-263, 951 (1997)
- [Stellmacher00] M. Stellmacher, J. Nagle, J.-F. Lampin, P. Santoro, J. Vaneecloo et A. Alexandrou
« Dependence of the carrier lifetime on acceptor concentration in GaAs grown at low-temperature under different growth and annealing conditions »
Jour. Of Appl. Phys., **88**, 6026 (2000)
- [Taylor90] H.F. Taylor, O. Eknoyan, C.S. Park, K.N. Choi et K. Chang
« travelling wave photodetectors »
Proc. SPIE Optoelec. signals processing for phased-array antenna, 1217, 59-63 (1990)
- [Tredicucci04] A. Tredicucci, R. Köhler, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, et D. A. Ritchie
« Terahertz quantum cascade laser »
Physica **E 21**, 846 (2004)
- [Ueng01] H. J. Ueng, N. P. Chen, D. B. Janes, K. J. Webb, D. T. McInturff et M. R. Melloch
« Temperature-dependent behavior of low-temperature-grown GaAs nonalloyed ohmic contacts »
Journ. Of Appl. Phys., **90**, 5637 (2001)
- [Viturro92] R.E. Viturro, M.R. Melloch and J.M. Woodall
« Optical emission properties of semi-insulating GaAs grown at low temperatures by molecular beam epitaxy »
Appl. Phys. Lett., **60**, 3007 (1992)
- [Warren90] A.C. Warren, J.M. Woodall, J.L. Freeouf, D. Grischkowsky, M.R. Melloch et N. Otsuka
« Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layer grown by low-temperature molecular beam epitaxy »
Appl. Phys. Lett., **57**, 1331 (1990)
- [Weiss99] M. D. Weiss, M. H. Crites, E. W. Bryterton, J. F. Whitaker et Z. Popović
« Time-domain optical sampling of switched mode microwave amplifiers and multipliers »
IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **47**, 2599 (1999)
- [Winnerl03] S. Winnerl
« Some notes on the issues of metaallizations on GaAs and InGaAs for photomixers and other THz emitters »
communication interne
- [Whitaker93] J.F. Whitaker
« Optoelectronic applications of LTMBE III-V materials »
Mat. Sci. and Eng. **B22**, 61 (1993)
- [Witt93] G. L. Witt
« LTMBE GaAs : present status and perspectives »
Mat. and Sci. Eng., **B22**, 9 (1993)
- [Yablanovitch89] E. Yablanovitch, J.P. Heritage, D.E. Aspnes et Y. Yavet
« Virtual photoconductivity »
Phys. Rev. Lett., **63**, 976 (1989)
- [Yacoby68] Y. Yacoby
« High frequency Franz Keldysh effect »
Phys. Rev., **169**, 610 (1968)

- [Yang71] K.H. Yang, P.L. Richard et Y.R. Shen
« Generation of far-infrared radiation by picosecond light pulses in LiNbO₃ »
Appl. Phys. Lett., **19**, 320 (1971)
- [Zhang90a] X.-C. Zhang, B.B. Hu, J.T. Darrow, S.H. Xin, et D.H. Auston
« Optically Induced Femtosecond Electromagnetic Radiation from Semiconductor Surfaces »
Springer Series in Chemical Physics, **53**, 198 (1990)
- [Zhang90b] X.-C. Zhang, J.T. Darrow, B.B. Hu, D.H. Auston, M.T. Schmidt, P. Tham, et E.S. Yang
« Optically induced electromagnetic radiation from semiconductor surfaces »
Appl. Phys. Lett., **56**, 2228 (1990)
- [Zhang91] S.B. Zhang et J.E. Northrup
« Chemical potential dependence of defects formation energies in GaAs : application to Ga self-diffusion »
Phys. Rev. Lett., **67**, 2339-2342 (1991)
- [Zhang92a] X.-C. Zhang and D. H. Auston
« Optoelectronic Measurement of Semiconductor Surfaces and Interfaces with Femtosecond Optics »
J. Appl. Phys. **71** (I), 326 (1992)
- [Zhang92b] X.-C. Zhang, Y. Jin, et X.F. Ma
« Coherent measurement of THz optical rectification from electro-optic crystal »
Appl. Phys. Lett., **61**, 2764 (1992)
- [Zhang92c] X.-C. Zhang, X.F. Ma, Y. Jin, et T.-M. Lu
« Terahertz optical rectification from a nonlinear organic crystal »
Appl. Phys. Lett., **61**, 3081 (1992)

Annexe : étude théorique du photomélange

Le modèle développé dans le troisième chapitre peut parfaitement s'adapter à la génération harmonique. Pour cela, il suffit de remplacer l'excitation impulsionnelle par une excitation sinusoïdale représentant le battement des fréquences Δf des deux lasers. La densité de photons est alors :

$$photons(t) = ampl_{harmonique} \frac{\cos(4 \pi \Delta f t) + 1}{2} \quad (\text{A.1})$$

avec :

$$ampl_{harmonique} = \frac{2 \cdot P_{opt}}{h \nu (l_{eff} p d)} \quad (\text{A.2})$$

les autres variables sont les mêmes qu'au chapitre 3.

Le code calcule alors la réponse du photocommutateur de la même manière qu'en mode impulsionnel. Une fois que le régime constant est établi, on peut calculer l'amplitude du signal généré ainsi que sa dérivée, puisque le rayonnement lointain en espace libre est proportionnel à celle-ci. On répète cette opération pour chaque fréquence et on trace la réponse en fréquence du dispositif.

Une brève étude paramétrique est présentée ci-dessous. Les paramètres du dispositif sont les mêmes que pour la première simulation du chapitre 4. La puissance d'éclairage moyenne est de 10 mW. En régime harmonique, on ne fait donc pas apparaître de saturation du niveau de piège, car la puissance instantanée est la même que la puissance moyenne contrairement au mode impulsionnel. La densité de charges photogénérées est donc trop faible pour saturer les niveaux de piège.

A.1 Dynamique des porteurs et des courants

La figure A.1 nous montre la dynamique des porteurs et des courants dans le dispositif éclairé avec un battement de fréquences de 500 GHz.

A cette fréquence, les électrons libres n'ont pas le temps d'être complètement piégés puisque leur densité ne retombe pas à zéro. Le dispositif commence donc à couper cette fréquence à cause du matériau.

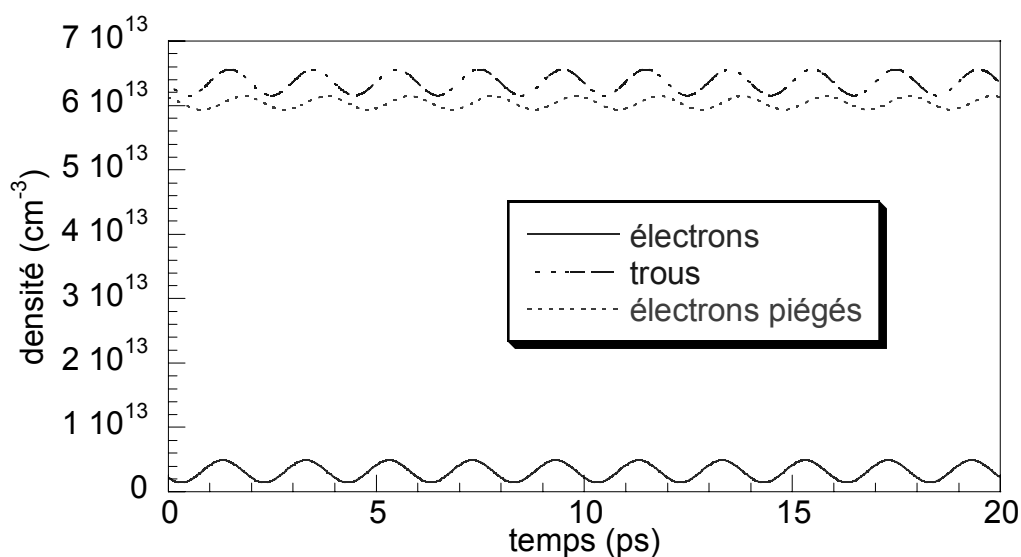


figure A.1 : dynamique des porteurs à 500 GHz

La figure A.2 présente la dynamique des courants dans la résistance, la capacité et la ligne (somme des courants précédents). Le courant dans la ligne est inférieur au courant dans la résistance à cause de la capacité. De ce point de vue, c'est donc le circuit qui limite la bande passante du dispositif.

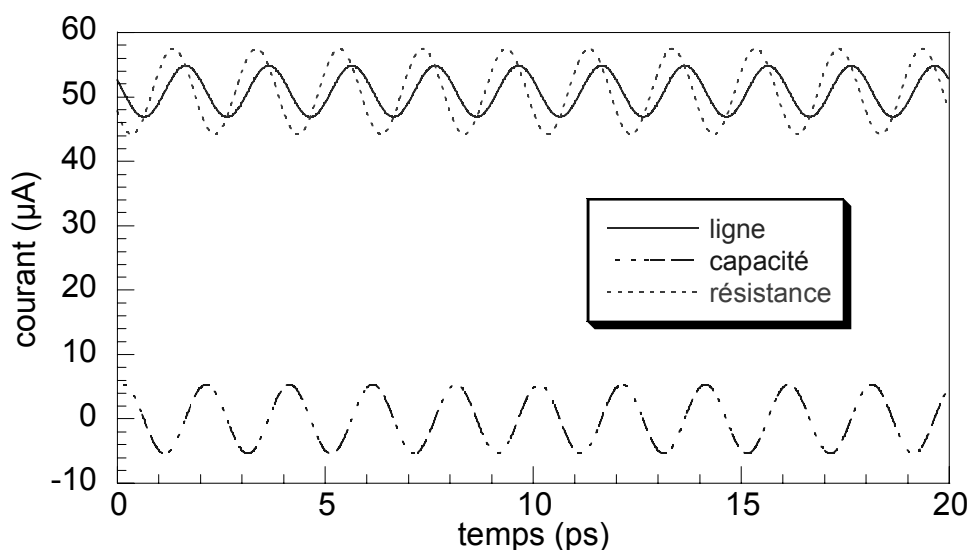


figure A.2 : dynamique des courants à 500 GHz

Les figures suivantes nous montrent la bande passante du courant généré par le photocommutateur ainsi que la phase entre l'éclairement et le signal généré en fonction de différents paramètres (capacité, temps de vie des trous et des électrons). On trace aussi la bande passante de la dérivée du signal pour observer l'efficacité en rayonnement.

A.2 Influence de la capacité

La figure A.3 fait bien apparaître l'influence de la capacité sur la bande passante du signal généré. On peut noter que la capacité ajoute une phase de 90° entre le signal optique et électrique aux fréquences élevées. La pente de la bande coupée en haute fréquence est de 40 dB par décade sans capacité, (probablement due aux deux constantes de temps des électrons et des trous) et de 80 dB par décade avec capacité.

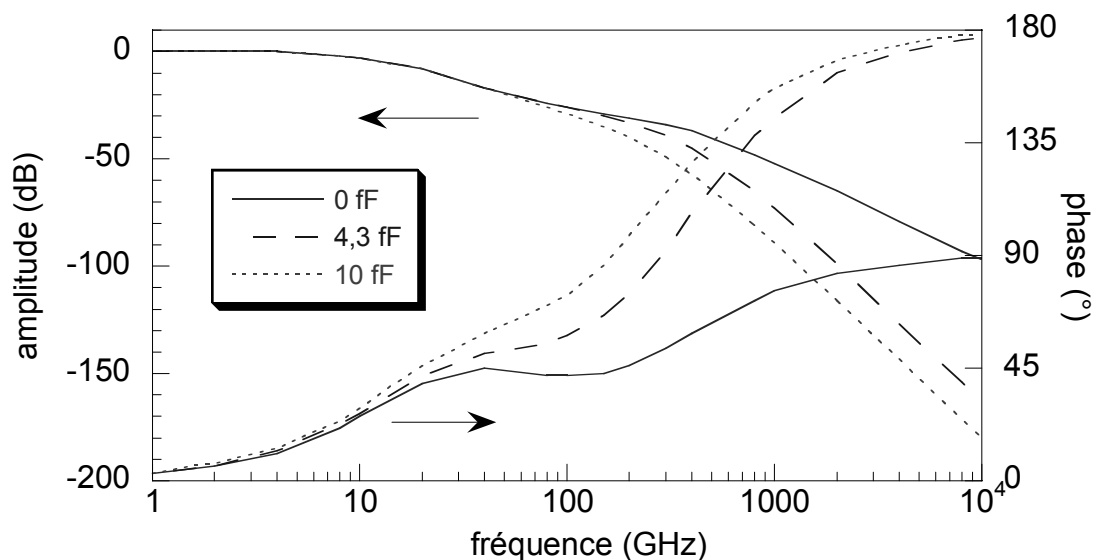


figure A.3 : spectre et phase du signal généré en fonction de la capacité

Quant à la puissance rayonnée (figure A.4), outre une bande passante plus faible, l'amplitude maximum du signal est fortement diminuée par la présence d'une capacité.

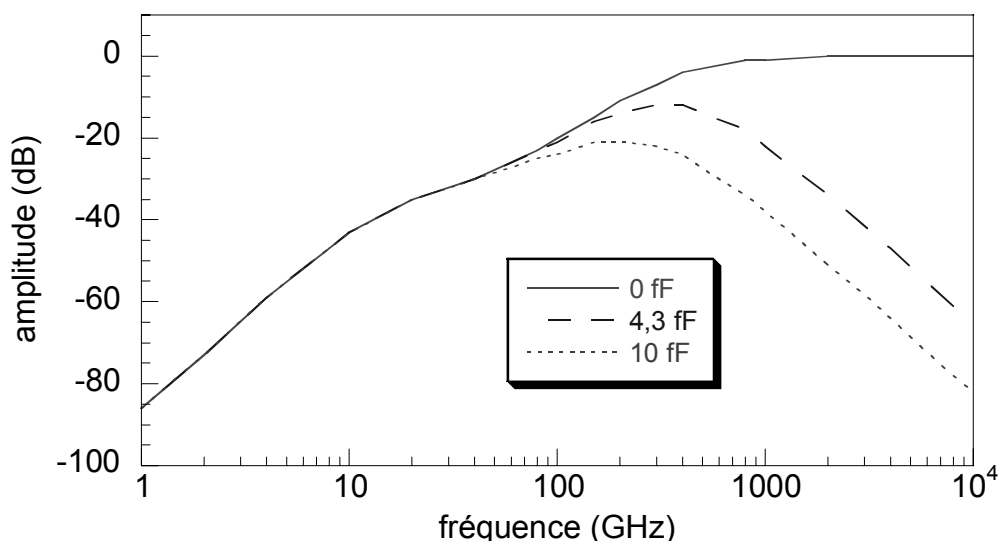


figure A.4 : spectre du signal rayonné en fonction de la capacité

A.3 Influence de temps de vie des électrons

L'amplitude du signal généré (figure A.5) est d'autant plus importante que le temps de vie des électrons est grand. C'est ici le circuit qui limite la bande passante du dispositif car au-delà de 1 THz, les trois courbes sont identiques quel que soit le temps de vie des électrons.

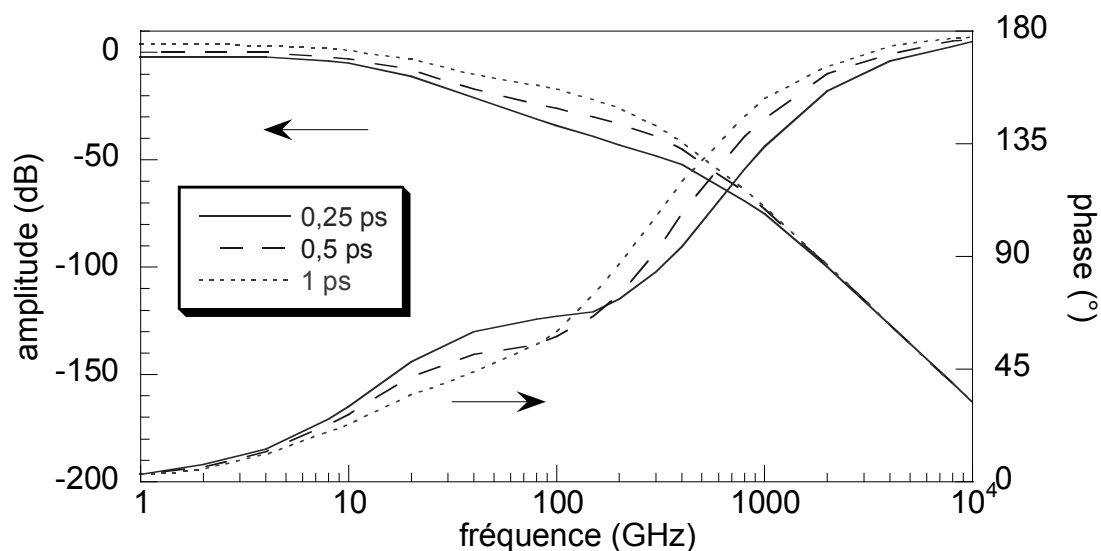


figure A.5 : spectre et phase du signal généré en fonction du temps de vie des électrons

La figure A.6 confirme l'observation précédente et on voit qu'à 500 GHz, il est préférable d'utiliser un matériau dont le temps de vie des électrons est supérieur à 0,25 ps. En effet, même si le maximum de la bande passante se déplace vers les basses fréquences pour un temps de vie des électrons plus long, la valeur absolue de l'efficacité de rayonnement augmente aux environs de 500 GHz. L'utilisation d'un matériau plus rapide serait néfaste en terme de rayonnement.

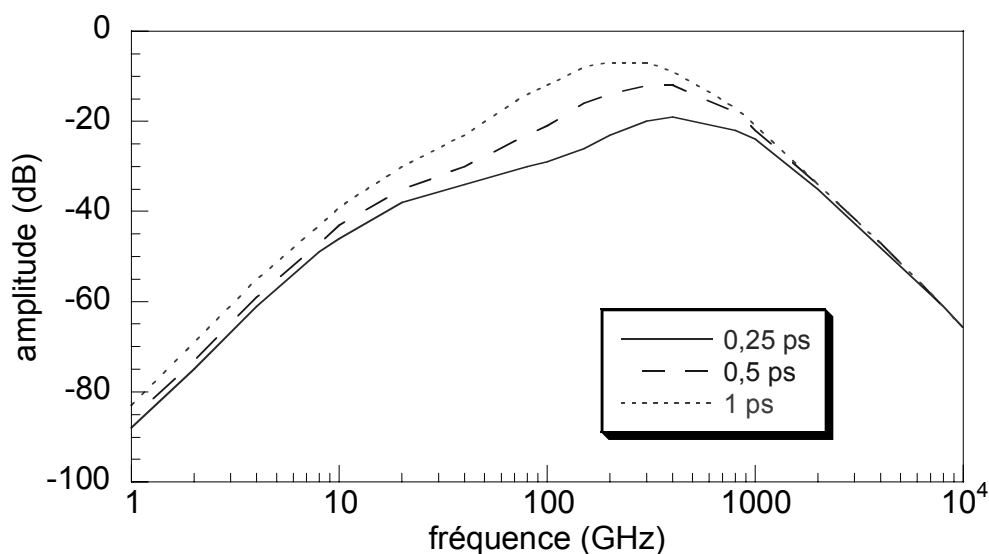


figure A.6 : spectre du signal rayonné en fonction du temps de vie des électrons

A.4 Influence du temps de vie des trous

A haute fréquence, il n'y a aucun changement (figure A.7) quel que soit le temps de vie des trous. En effet, étant donné leur temps de vie supérieur, ils agissent plutôt sur les basses fréquences. La caractéristique en haute fréquence est déterminée par les électrons et le circuit.

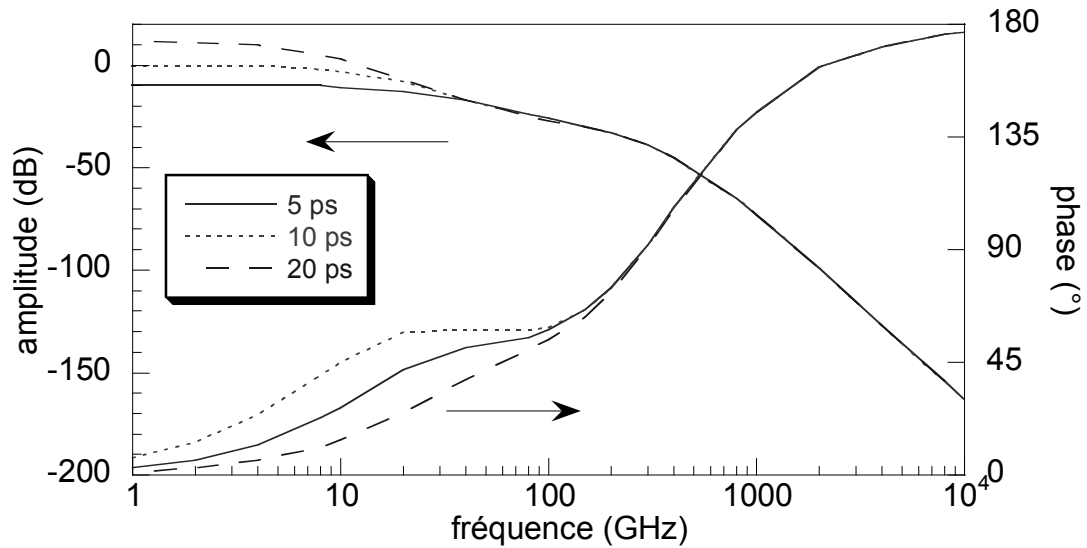


figure A.7 : spectre et phase du signal généré en fonction du temps de vie des trous

La figure A.8 nous confirme l'observation précédente et montre un gain de rayonnement en basse fréquence pour les temps de vie des trous les plus longs.

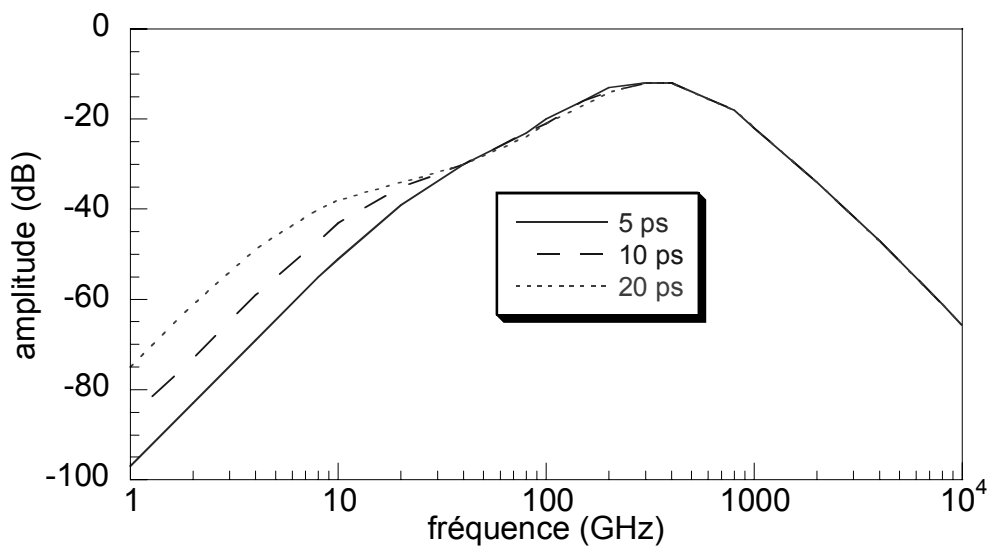


figure A.8 : spectre du signal rayonné en fonction du temps de vie des trous

A.7 Comparaison des différents modes

Enfin on peut comparer les spectres générés sur le même dispositif en fonction du mode (harmonique ou impulsionnel). De plus nous avons tracé le spectre de la dérivée d'une l'impulsion gaussienne de 100 ps à mi-hauteur afin de pouvoir comparer avec une génération par redressement optique par exemple.

On calcule le spectre de la dérivée d'une gaussienne de la forme :

$$g(t) = e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \quad (\text{A.3})$$

Son spectre associé est alors :

$$G(f) = \tau \cdot \sqrt{\pi} e^{-(\tau\pi f)^2} \quad (\text{A.4})$$

et le spectre de sa dérivée est :

$$G_d(f) = 2 \cdot \sqrt{\pi^3} \cdot \tau \cdot f \cdot e^{-(\pi\tau f)^2} \quad (\text{A.5})$$

on peut alors noter que le maximum de ce spectre se trouve à la fréquence :

$$f_{\max} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot \tau} \quad (\text{A.6})$$

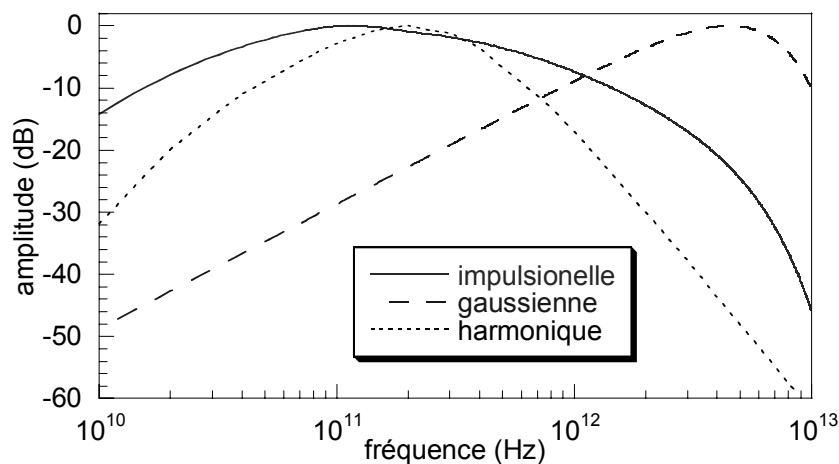


figure A.9 : spectres de la dérivée pour différents modes

Sur cette dernière figure, on observe bien la limitation de la bande passante due au dispositif. La bande passante en mode impulsionnel est plus large qu'en mode harmonique. Les amplitudes sont normalisées car l'efficacité de rayonnement va dépendre du gain de l'antenne sur laquelle est connecté le dispositif.

Cette brève étude de l'efficacité de rayonnement en génération harmonique d'un composant rapide fait apparaître que le choix du matériau (temps de vie et mobilités des porteurs) et du dispositif (impédance des lignes et capacité du détecteur) doit être réalisé en accordant le plus possible toutes les constantes de temps. Par exemple, si l'on a optimisé un circuit pour générer à 500 GHz, il est inutile d'utiliser un matériau dont le temps de vie des électrons est inférieur à une picoseconde car, à mobilité constante, le courant généré (et rayonné) est d'autant plus faible que ce temps est petit. On peut cependant noter que l'utilisation d'un matériau dont le temps de vie des trous est grand permet d'élargir la bande passante en basse fréquence sans pour autant diminuer la fréquence de coupure haute.

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA GENERATION TERAHERTZ PAR PHOTOCOMMUTATION DANS DES COMPOSANTS EN ARSENIURE DE GALLIUM BASSE TEMPERATURE

Résumé :

L'objectif de ce travail fut de modéliser et caractériser un composant à semiconducteur capable de générer des impulsions électriques subpicosecondes par photocommutation. Ce composant est réalisé avec un peigne interdigité situé au milieu du ruban central d'un guide coplanaire en or déposé sur du GaAs basse température dopé au béryllium. En éclairant avec un laser femtoseconde ce détecteur polarisé, il est possible de générer des impulsions électriques dont la durée est approximativement celle du temps de vie des électrons. Une étude comparative de plusieurs méthodes de caractérisation (échantillonnages photoconductif, électro-optique, électroabsorption) fut réalisée et met en évidence avantages et inconvénients de chaque technique. Les différentes mesures montrent l'influence du matériau et du circuit hyperfréquence sur la réponse du dispositif. On observe en particulier l'augmentation du temps de vie des électrons due à la saturation du niveau de piège. De même, on observe l'influence de la valeur de la capacité du détecteur sur la durée de la réponse et la limitation de l'amplitude des impulsions due à l'impédance des lignes. Un modèle simple, basé sur un circuit électrique équivalent, prenant en compte les aspects matériau et hyperfréquence, permet de bien décrire ces phénomènes. De plus, ce modèle illustre en détail la dynamique des différents paramètres physiques et électriques lors de l'éclairement du détecteur par deux impulsions optiques consécutives. Cette mesure pompe-sonde photoconductive montre le temps de relaxation du photocommutateur et la saturation des pièges. Enfin, le modèle permet de calculer la bande passante du dispositif en photomélangement.

Mots-clés : GaAs BT, picoseconde, photoconductif, photocommutation, térahertz, électro-optique, Franz-Keldysh, photomélangement

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF TERAHERTZ GENERATION BY PHOTOSWITCHING IN LOW-TEMPERATURE-GROWN GALLIUM ARSENIDE DEVICES

Abstract :

The aim of this work was to characterize and modelize a semiconductor photoswitch device that can generate subpicosecond electrical pulses. This device is an interdigital comb located in the central line of a gold coplanar waveguide layered deposited over a low-temperature-grown GaAs layer doped with beryllium. By exciting this polarized detector with a femtosecond laser pulse, picosecond and subpicosecond electrical pulses are generated. The pulse duration is approximately equal to the electron lifetime in the semiconductor. A comparative study of several characterization methods (photoconductive, electro-optic and electroabsorption samplings) was done. The advantages and drawbacks of each technique are given. Measurements show the influence of the material and microwave circuit dynamics on the device response. Especially, an increase of the electron lifetime caused by trap level saturation is observed, as well as the influence of the detector capacity on the device response and the limitation of the amplitude of pulses caused by the line impedance. To describe the experimental data, we built a simple model based on an electrical equivalent circuit, that takes into account material and microwave responses of the device. The agreement between theory and experiment is good. This allows us to understand the dynamics of the physical and electrical parameters when the detector is excited by two consecutive optical pulses. This photoconductive pump-probe measurement shows clearly the relaxation time of the photoswitch and the trap saturation. Finally, the model allows us to calculate the bandwidth of the device when used in a photomixing experiment.

Keywords : LT GaAs, picosecond, photoconductive, photocommutation, terahertz, electro-optic, Franz-Keldysh, photomixing