

# Caractéristiques d'antennes térahertz photoconductrices de type micro-ruban coplanaire.

par

Josélyne NSHIMIRIMANA

Mémoire présenté au Département de physique  
en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences (M.Sc.)

FACULTÉ des SCIENCES  
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 20 décembre 2016

Le 20 décembre 2016

*le jury a accepté le mémoire de Madame Josélyne NSHIMIRIMANA dans sa version finale.*

Membres du jury

Professeur Denis Morris  
Directeur de recherche  
Département de physique

Professeur David Sénéchal  
Membre interne  
Département de physique

Professeur Michel Pioro-Ladrière  
Président rapporteur  
Département de physique

À mes parents, mon époux, mes frères, mes soeurs et ami(e)s

# Sommaire

Ce projet de recherche a permis d'étudier l'émission d'un rayonnement térahertz (THz) par des antennes photoconductrices (PC) émettrices de type micro-ruban coplanaire. Ces antennes sont fabriquées sur substrats d'arséniure de gallium semi-isolant (GaAs-SI) ou sur ce même substrat ayant subi un traitement d'implantation ionique aux protons suivi d'un recuit thermique (GaAs :H). L'influence de ce procédé de fabrication sur les propriétés du matériau photoconducteur et sur les caractéristiques de l'antenne émettrice a été étudiée. Des mesures de photoconductivité résolue en temps effectuées sur les deux types de substrat montrent que le procédé d'implantation/recuit a eu pour effet de diminuer le temps de vie des photoporteurs de 630 ps à environ 4 ps, tandis que la mobilité n'est réduite que d'un facteur maximum de 1,6. Cette valeur de la mobilité des photoporteurs a par ailleurs été estimée à environ  $100 \text{ cm}^2/(\text{V.s})$  pour le substrat GaAs :H. Les mesures électriques effectuées sur les antennes fabriquées sur les deux types de substrat montrent que le procédé d'implantation/recuit permet d'augmenter la résistivité de la couche active du dispositif d'un facteur 10 (elle passerait de  $10^8 \text{ } \Omega.\text{cm}$  pour le GaAs-SI à  $10^9 \text{ } \Omega.\text{cm}$  pour le GaAs :H). Les courbes courant-tension, en obscurité et sous illumination, de ces antennes suggèrent également que la densité de pièges profonds est fortement augmentée suite au traitement d'implantation/recuit. L'étude des caractéristiques des diverses antennes a permis de montrer l'intérêt de ce procédé de fabrication. Pour les antennes fabriquées sur GaAs :H, la largeur de bande est améliorée (elle atteint environ 3 THz) et l'amplitude du champ THz émis est augmentée par un facteur 1,4 (dans les mêmes conditions expérimentales). Le rapport signal/bruit des traces THz mesurées sur les antennes les plus performantes est  $> 200$ . Une plus grande résistivité et une densité de pièges profonds plus élevée, permet d'appliquer de plus fortes tensions de polarisation sur ces antennes GaAs :H. Finalement, nos résultats ont montré que les améliorations des caractéristiques d'émission de ces antennes THz sont corrélées à la présence d'un champ électrique local plus élevé du côté de l'anode du dispositif.

# Remerciements

J'adresse mes plus sincères remerciements à mon directeur de recherche, Pr. Denis Morris, d'avoir été promoteur de ce projet de maîtrise et de m'avoir acceptée dans son laboratoire de Spectroscopie THz. N'eut été sa disponibilité, son soutien pendant la fabrication des dispositifs et les manipulations, ses remarques pertinentes et ses conseils judicieux, ses discussions constructives, ses encouragements, sa compréhension et surtout sa patience, ce travail aurait été sans issue.

Je saisis cette même occasion pour exprimer ma profonde gratitude aux membres du jury, Pr. David Sénéchal et Pr. Michel Pioro-Ladrière pour avoir pris leur temps à lire ce mémoire et d'y apporter des critiques constructives.

Mes vifs remerciements sont également adressés aussi aux Professeurs Patrick Fournier et René Côté sans oublier Abderraouf Boucherif ( Ph.D. à l'Institut Interdisciplinaire d'Innovation Technologique (3IT)) pour toutes les connaissances que j'ai eu à travers les cours qu'ils m'ont donnés et qui m'ont été très utiles pour mon projet de maîtrise.

Je suis très reconnaissante à Branko Petrov qui m'accueillie le premier jour au Département de Physique de l'Université de Sherbrooke, qui m'a initié au fonctionnement du banc de caractérisation par spectroscopie et qui a été toujours disponible à toutes les fois que j'avais besoin de lui.

Un grand merci à l'équipe des techniciens et professionnels des salles blanches du Département de Physique à l'Université de Sherbrooke : Christian Sarra-Bournet, Michael Lacerre, Gabriel Laliberté, Guy Bernier et Caroline Roy au 3IT pour toutes les formations qu'ils m'ont données en rapport avec la sécurité et le fonctionnement des salles blanches et pour tous les services qu'ils m'ont rendus surtout dans la fabrication des dispositifs pour ma recherche. Leur disponibilité et leur accompagnement m'ont été d'une importance incomparable dans la réalisation de ce projet de maîtrise.

Merci aussi à Patrick Vachon et Volodymyr Kyrytsya pour les multiples services qu'ils

m'ont rendus pour installation et apprentissage des logiciels dont j'avais besoin pour le traitement des données et la rédaction de mon mémoire.

Tous mes remerciements à mes très chers parents Sindabizera Léandre et Ntibitangira Vénérande pour m'avoir soutenu par des messages d'encouragements tout au long de ma maîtrise, malgré la grande distance qui nous sépare. Merci à mes frères et soeurs, oncles et tantes, cousins et cousines, amis et amies pour leurs encouragements.

Grand merci à mon très cher époux Ndyabanirwa Janvier qui n'a cessé de m'apporter son soutien moral. Ses encouragements, sa patience et surtout son déplacement en hiver 2015 pour me rendre visite, m'ont été très utiles pour la réalisation de ce projet de maîtrise.

Merci au personnel du Département de physique, à mes collègues de cours, pour le soutien qu'ils m'ont apporté afin que je puisse m'intégrer facilement au Département de physique.

Merci à toutes les personnes qui, de près ou de loin ont contribué à la réalisation de ce projet de maîtrise.

# Table des matières

<b>Sommaire</b>	<b>ii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Concepts théoriques</b>	<b>4</b>
1.1 Le rayonnement THz émis par une antenne photoconductrice . . . . .	4
1.2 Caractéristiques des antennes THz photoconductrices émettrices à faible et à large ouverture . . . . .	9
1.2.1 Antennes THz photoconductrices émettrices à faible ouverture . . .	9
1.2.2 Antennes THz photoconductrices émettrices à large ouverture . . . .	9
<b>2 Aspects expérimentaux</b>	<b>12</b>
2.1 Fabrication des antennes . . . . .	12
2.1.1 Antennes à faible ouverture . . . . .	12
2.1.2 Antennes à électrodes inter-digitées . . . . .	14
2.2 Description du dispositif expérimental . . . . .	15
2.2.1 Banc de caractérisation par spectroscopie THz . . . . .	15
2.2.2 Principe de mesure de résistivité par la méthode de van der Pauw .	17
<b>3 RESULTATS ET ANALYSE : CARACTERISATION DES ANTENNES PHOTO-CONDUCTRICES EMETTRICES</b>	<b>18</b>
3.1 Caractéristiques du matériau photoconducteur . . . . .	19
3.1.1 Photoconductivité résolue en temps . . . . .	19
3.1.2 Mesures de résistivité-méthode de van der Pauw . . . . .	19
3.1.3 Courbes courant-tension en obscurité . . . . .	22
3.2 Antennes à faible ouverture . . . . .	25
3.2.1 Courbes I-V des antennes sous illumination . . . . .	25
3.2.2 Forme temporelle de l'impulsion THz et spectre associé. . . . .	26

3.2.3	Effet de la position du faisceau d'excitation entre les électrodes de l'antenne . . . . .	29
3.2.4	Influence du gap sur le spectre du rayonnement THz émis . . . . .	30
3.2.5	Effet de la tension appliquée sur le champ THz émis . . . . .	33
3.2.6	Effet de la puissance d'excitation sur le champ THz émis . . . . .	34
3.2.7	Effet du substrat implanté et non implanté sur le signal THz émis . .	38
<b>Conclusion</b>		<b>39</b>
<b>A Annexe A</b>		<b>46</b>
A.1	Étapes de fabrication des antennes photoconductrices émettrices . . . . .	46
A.1.1	Nettoyage des échantillons . . . . .	46
A.1.2	Photolithographie . . . . .	46
A.1.3	Dépôt métallique et soulèvement . . . . .	48
<b>Bibliographie</b>		<b>48</b>

# Liste des tableaux

3.1	Valeurs des résistances et résistivités obtenues par la méthode de van der Pauw pour les substrats de GaAs-SI et GaAs :H et recuit. . . . .	21
3.2	Tableau des valeurs de résistance et de résistivité, tirées des courbes I-V d'obscurité pour les différentes antennes THz. . . . .	25
3.3	Tableau comparant les rapports des amplitudes et des champs locaux pour les antennes THz émettrices fabriquées sur GaAs :H et recuit . . . . .	38

# Table des figures

1.1	Position de la gamme térahertz dans le spectre électromagnétique [23]. . . . .	5
1.2	Principe de fonctionnement d'une antenne photoconductrice émettrice de type micro-ruban coplanaire. . . . .	8
1.3	Schéma d'une antenne photoconductrice avec un espace interélectrode de 30 $\mu\text{m}$ [31]. La photo à gauche est le support des antennes muni d'une lentille de collection de Si . . . . .	10
1.4	(a) est une vue de dessus et (c) celle de la section d'un émetteur THz interdigité. Les motifs jaune et rouge indiquent les électrodes et les flèches le champ de polarisation. Le motif vert est la deuxième métallisation décrit dans le texte. La partie inférieure de la vue de dessus montre le motif d'électrode sans la couverture de la deuxième métallisation. En (b) une micrographie électronique de l'émetteur microstructurée est représentée [8]. . . . .	11
2.1	Quatre antennes photoconductrices émettrices de type micro-ruban coplanaire, fabriquées sur un substrat GaAs :H et recuit. L'espace inter-électrodes est de 30, 50, 80 et 120 $\mu\text{m}$ de gauche à droite, respectivement. . . . .	13
2.2	Les étapes de la fabrication d'une antenne THz PC de type micro-ruban coplanaire standard. . . . .	14
2.3	Banc de caractérisation par spectroscopie THz dans le domaine temporel. . . . .	16
2.4	Mesures de résistivité par la méthode de van der Pauw. . . . .	17
3.1	Caractéristiques électroniques des substrats : a) traces obtenues avec ou sans pompe optique pour GaAs :H et recuit, b) traces obtenues avec ou sans pompe optique pour GaAs-SI, c) cinétiques des signaux de transmission différentielle pour chacun des deux substrats. Les lignes pleines correspondent aux courbes d'ajustements des paramètres décrites dans le texte. . . . .	20
3.2	Courbes I-V en obscurité des antennes THz émettrices : a) GaAs :H et recuit, b) GaAs-SI. . . . .	24

3.3	Courbes I-V sous illumination des antennes THz émettrices : a) sur GaAs :H et recuit, b) sur GaAs-SI. . . . .	27
3.4	a) Amplitudes du champ THz détectés pour l'antenne GaAs :H et recuit de 120 $\mu\text{m}$ de gap, sous une tension de 60 V et un photocourant de 0,23 mA, sous atmosphère de la pièce et sous azote sec. Ces deux courbes sont normalisées à l'amplitude maximale. b) Spectres de Fourier associés aux traces THz montrées en a). . . . .	28
3.5	Amplitude du champ THz en fonction de la position du faisceau laser d'excitation, mesurée par rapport à la position de l'anode. On considère ici que le diamètre du spot d'excitation est d'environ 10 $\mu\text{m}$ . . . . .	31
3.6	Comparaison des formes des impulsions et les spectres correspondant en fonction du gap, détectées sous azote sec. . . . .	32
3.7	Effet de la tension de polarisation sur le champ THz émis. . . . .	35
3.8	Comportement de l'amplitude des signaux THz obtenus en fonction de la puissance d'excitation pour les antennes fabriquées sur un échantillon de GaAs :H et recuit et sur du GaAs-SI. Les données des courbes en trait plein sont reproduites avec l'équation : $E_{THz} = \frac{A_i}{\left[1 + \left(\frac{18,29\phi^2(en\mu m)}{\mu\alpha P(mW)}\right)^2\right]}$ . . . . .	37
3.9	Comparaison des champs THz et spectres détectés pour deux antennes fabriquées sur deux types de substrats : GaAs :H et recuit et GaAs-SI. a) Formes temporelles, b) spectres. Pour l'antenne de GaAs-SI l'intensité du signal THz a été multipliée par 2 car $E_{biais}$ est 2 fois plus faible. Ainsi on peut plus facilement comparer l'effet du substrat sur l'amplitude du champ THz émis. . . . .	40
3.10	De haut : profil temporel du pulse laser (courbe en bleue), réponse temporelle pour la densité de porteurs pour le GaAs :H (courbe en orange) et pour le GaAs-SI (courbe verte); au milieu : réponse temporelle pour la densité de photocourant pour le GaAs :H et pour le GaAs-SI (courbes bleue et orange, respectivement); en bas : variation temporelle du champ térahertz (attendu selon l'expression 1.11) pour le GaAs :H et pour le GaAs-SI (courbes bleue et orange, respectivement) . . . . .	41

# Introduction

L'utilisation des ondes électromagnétiques constitue un outil performant pour observer et comprendre le monde qui nous entoure [1]. Depuis l'infiniment grand et lointain, les ondes électromagnétiques nous permettent de « voir » les objets et de les analyser grâce à la spectroscopie. L'étendue formidable du spectre électromagnétique multiplie d'autant les champs d'observation et d'applications. L'infrarouge lointain est une région spécifique du spectre électromagnétique ayant des fréquences comprises typiquement entre 0,3 et 20 térahertz (THz). Les longueurs d'ondes associées à ces fréquences vont de 1 mm à 15  $\mu\text{m}$ . Ce domaine des ondes dites térahertz est encore peu exploité sur le plan technologique.

Au cours de la dernière décennie, le développement de diverses technologies (laser, optique non-linéaire et techniques de microfabrication de semiconducteurs) a permis des progrès considérables au niveau des sources et détecteurs de radiation THz, aussi bien en régime continu qu'en régime pulsé [2]. Le domaine des sciences et des technologies THz est né de tous ces développements<sup>1</sup>. Les propriétés de ce type de rayonnement sont d'intérêt pour une foule d'applications [3]. Pour l'imagerie et la spectroscopie biomédicale [4], le rayonnement est non-ionisant (photons de faible énergie). De plus, la résolution spatiale des images se révèle être meilleure que celle obtenue à l'aide des ultrasons. Pour certaines applications d'imagerie infrarouge (contrôle de qualité, sécurité), on peut utiliser le fait que la plupart des diélectriques (plastiques, céramiques, vêtements ou revêtements) sont transparents dans la gamme THz tandis que les matériaux polaires (l'eau par exemple) ou métalliques sont fortement absorbants (ou réfléchissants) dans cette même gamme [5]. Finalement, mentionnons que ce rayonnement peut se coupler efficacement à des modes de vibration ou de rotation (basse énergie) de molécules, ce qui est d'intérêt pour la détection d'agents chimiques ou biologiques dangereux (explosifs, virus, etc.) [6].

Parmi la variété des sources THz pulsées, l'utilisation de systèmes laser amplifiés avec des niveaux de puissance assez élevés [7], a permis d'atteindre des largeurs de bande au

---

1. <http://www.teraview.com/applications/pharmaceutical/>

delà de 100 THz et des champs électriques de l'ordre des MV/cm. Ces sources sont toutefois très onéreuses et les systèmes THz qui y sont associés sont relativement complexes. D'un autre côté, les antennes photoconductrices ont démontré être très pratiques en ce qui concerne la production et la détection d'impulsions THz sub-picoseconde : par rapport aux autres technologies THz elles permettent des mesures avec un rapport signal sur bruit inégalé lorsque couplé à des oscillateurs laser à haut taux de répétition. L'invention des antennes photoconductrices THz il y a 25 ans a marqué une progression importante dans le champ de la spectroscopie THz et a ouvert de nouvelles possibilités expérimentales [8]. Les impulsions THz produites par ces antennes photoconductrices permettent aussi d'effectuer des mesures résolues en temps. En outre, les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique des matériaux peuvent être déterminées sans avoir recours aux relations de Kramers Kronig, puisque dans le domaine de la spectroscopie résolue en temps, le champ THz peut être mesuré directement en amplitude et en phase [8, 9, 10].

Les antennes photoconductrices sont disponibles sous différentes formes, par exemple, micro-ruban coplanaire [11, 12], nœud papillon [11, 13], logarithmique périodique [14] et spirales logarithmiques [15]. Ces dernières ne sont cependant généralement utilisées que pour la génération des ondes THz continues, obtenues par photomélange des ondes issues de deux sources laser. Dans le cas des antennes de type micro-ruban coplanaire, les dimensions typiques sont de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  pour l'espacement inter-électrodes, et 100  $\mu\text{m}$  à quelques mm pour la longueur des électrodes. Ce type d'antenne permet l'émission d'impulsion THz, dont le contenu en fréquence s'étend typiquement de 100 GHz à quelques THz [8]. Pour la génération et la détection d'impulsions THz, les antennes photoconductrices usuelles sont fabriquées sur substrat semiconducteur de GaAs. Elles sont généralement couplées à une source à impulsions laser peu intenses et à haut taux de répétition, tel qu'un oscillateur Ti-Saphir. Une émission sur une bande de fréquences de plus de 20 THz [7], a déjà été obtenue grâce à l'utilisation d'antennes à électrodes interdigitées fabriquées sur substrat de GaAs épitaxié à basse température (low-temperature : LT-GaAs, en anglais) [16]. Dans cette publication, les auteurs ont toutefois utilisé une technique d'échantillonnage électro-optique pour la détection des impulsions THz. Le choix du LT-GaAs comme substrat d'antenne est connu pour améliorer la bande passante des dispositifs THz en raison de la recombinaison ultrarapide des porteurs : ceci prévaut autant pour l'émission [7, 17, 18] que pour la détection [17, 19, 20] d'impulsions THz.

Les récents travaux, issus de l'équipe du Pr. Morris, ont également permis de développer des dispositifs THz performants sur substrat de GaAs-SI [21, 22]. Les propriétés du substrat sont modifiées via une technique de fabrication basée sur l'implantation ionique suivi d'un recuit thermique. Le procédé permet de jouer à la fois sur le temps de vie des

photoporteurs et sur la mobilité de porteurs : deux facteurs qui affectent les caractéristiques des antennes (largeur de bande et amplitude du signal). Dans ce travail, je me suis intéressée aux caractéristiques des émetteurs de radiation THz pulsée, fabriqués sur ce type de substrat. J'ai essayé de comprendre le rôle des diverses conditions expérimentales (tension de polarisation, espacement inter-électrodes, fluence laser d'excitation) sur les caractéristiques (photocourant, courant d'obscurité, largeur de bande, etc.) d'antennes de type micro-ruban coplanaire. Afin de mieux dégager les avantages du procédé de fabrication du matériau photoconducteur, des antennes ont aussi été fabriquées sur substrat de GaAs-SI à haute résistivité. Les caractéristiques des antennes fabriquées sur les deux types de substrat ont été comparées. Le premier chapitre de ce mémoire aborde les concepts théoriques sur le champ radié par une antenne photoconductrice émettrice. Ensuite, le deuxième chapitre traite de la méthode expérimentale : je vais y exposer les différentes étapes de fabrication des antennes photoconductrices émettrices à faible et à large ouverture, décrire le montage de spectroscopie THz dans le domaine temporel utilisé pour la caractérisation des émetteurs ainsi que le montage de mesure de la résistivité par la méthode de van de Pauw. Les résultats des différentes études effectuées sur nos antennes THz émettrices sont présentés et analysés au chapitre trois. Enfin, le mémoire se termine par une conclusion et des perspectives.

# Concepts théoriques

## 1.1 Le rayonnement THz émis par une antenne photoconductrice

---

Le spectre de la radiation THz se situe entre les micro-ondes et les fréquences infrarouges. Le domaine THz correspond aux fréquences comprises entre 100 GHz et 10 THz [24] : la plage exacte varie quelque peu d'une référence à l'autre. Ce domaine spectral est aussi désigné comme le domaine de l'infrarouge lointain ou des ondes submillimétriques. Plusieurs sources de rayonnement THz nous entourent [25]. La plupart de ces sources THz sont incohérentes et ne peut guère être utilisée (le laser à électrons libres et le rayonnement synchrotron sont coûteux et encombrant [26]). Jusqu'à récemment, la très grande partie du spectre THz n'a pas été particulièrement utile du point de vue applicatif, car il n'y avait ni émetteur approprié pour envoyer des signaux THz contrôlés ni capteurs efficaces pour les collecter et enregistrer des informations. En conséquence, cette région du spectre électromagnétique a longtemps été appelée "gap THz". Des efforts considérables ont été réalisés dans le but de développer des dispositifs viables opérant dans cette gamme de fréquences.

Dans le spectre électromagnétique, un rayonnement à 1 THz a une période d'une picoseconde (ps), une longueur d'onde de  $300 \mu\text{m}$ , un nombre d'onde de  $33 \text{ cm}^{-1}$ , une énergie de photons de 4,1 meV et un équivalent en température de 47.6 K [25]. De la même manière que la lumière visible peut créer une photographie et que les rayons X peuvent voir des contrastes de structures osseuses dans le corps humain, les ondes THz (également appelés rayons T) peuvent créer des images et transmettre des informations. Les ondes THz ont des énergies de photons faibles et ne peuvent donc pas photoioniser les tissus biologiques comme les rayons X. En raison d'une extrême absorption par la vapeur d'eau, les ondes

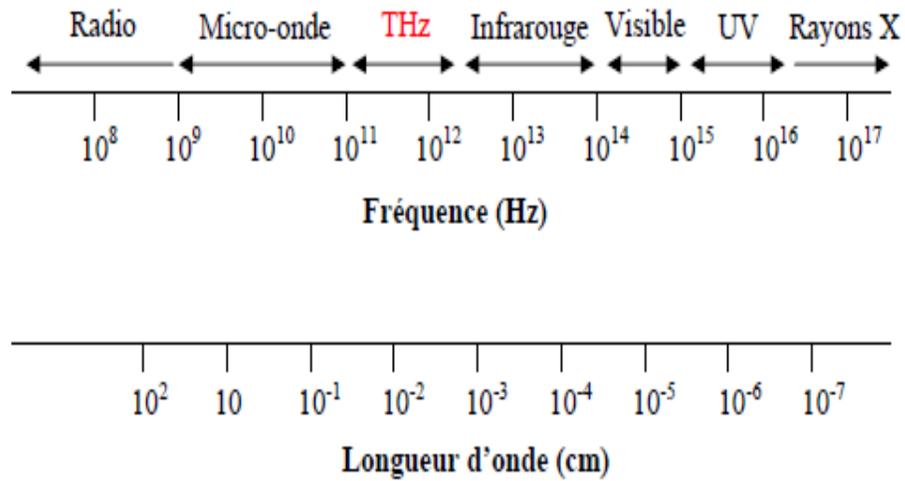


FIGURE 1.1 Position de la gamme térahertz dans le spectre électromagnétique [23].

THz ne peuvent pas pénétrer dans le corps humain comme les micro-ondes. Par conséquent, même si les ondes THz ne causent aucun dommage, elles sont limitées au niveau de la peau. La plupart des matériaux diélectriques secs tels que le tissu, le papier, le bois et le plastique sont transparents aux ondes THz. Ces dernières sont considérées comme très prometteuses dans des applications d'évaluation non destructive. À des fréquences THz, de nombreuses molécules présentent une forte absorption et dispersion due à des transitions rotationnelles et vibrationnelles dipôle-autorisé. Ces transitions sont spécifiques à la molécule et permettent donc une spectroscopie d'empreintes digitales dans la gamme THz. Combinée avec la technologie d'imagerie, l'inspection utilisant des ondes THz peut fournir à la fois le profil et la composition des informations de la cible. Les signaux THz cohérents peuvent être détectés dans le domaine temporel en cartographiant le champ électrique transitoire en amplitude et en phase. Cela donne accès à la spectroscopie d'absorption et de dispersion [25].

Les propriétés et le comportement des ondes THz sont régis par les équations de Maxwell. Ces équations sont données par [27] :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (1.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (1.3)$$

$$c^2 \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (1.4)$$

où  $\vec{E}$  est le champ électrique,  $\vec{B}$  est le champ magnétique,  $\rho$  est la densité de charge,  $\vec{J}$  est la densité de courant,  $c$  est la vitesse de la lumière et  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide. La densité de courant  $\vec{J}$  peut être représentée sous la forme d'une somme du courant de conduction  $\vec{J}_{cond}$  et du courant lié  $\vec{J}_l$  et ce dernier peut être lié à la densité de polarisation  $\vec{P}$  [27] :

$$\vec{J} = \vec{J}_{cond} + \vec{J}_l, \quad (1.5)$$

et

$$\vec{J}_l = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}, \quad (1.6)$$

En présence de ces deux sources de courant, l'équation de propagation de l'onde électromagnétique est donnée par la relation suivante [28] :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \left( \frac{\partial \vec{J}_{cond}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \right) e^{ikz}, \quad (1.7)$$

la radiation THz émise par divers matériaux origine de ces deux termes sources, où  $e^{ikz}$  est un facteur oscillant. La solution de cette équation en champ lointain est donnée par [28, 29] :

$$\vec{E}_{rad}(t) \approx -\frac{\mu_0 s}{4\pi z} \left( \frac{\partial \vec{J}_{cond}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \right) e^{ikz}, \quad (1.8)$$

où  $\vec{E}_{rad}$  est le champ radié en champ lointain,  $s$  représente la surface de la zone émettrice et  $z$  la distance entre la surface émettrice et le point de détection,  $\mu_0$  est la perméabilité magnétique. Cependant, dans le cas des antennes photoconductrices le courant lié est négligeable (car lors d'une émission [23], la constante diélectrique est supposée indépendante de la fréquence et égale à celle de l'air, cependant l'effet de la dispersion peut devenir important pendant la propagation du rayonnement). Dans ces conditions, l'équation devient [23] :

$$\|\vec{E}_{rad}(t)\| \approx -\frac{\mu_0 s}{4\pi z} \left\| \frac{\partial \vec{J}_{cond}}{\partial t} \right\|, \quad (1.9)$$

celle-ci décrit la forme temporelle d'un rayonnement électromagnétique émis suivant l'axe normal à la surface d'un matériau qui est le siège d'un courant de conduction variable dans le temps.

Une antenne PC est l'un des composants les plus fréquemment utilisés pour la génération et la détection THz [25]. Elle génère et détecte des impulsions THz par des photocourants transitoires induits par des impulsions laser d'excitation ultrabrèves. Une antenne THz PC se compose de deux électrodes métalliques déposées sur un substrat semi-conducteur avec un espace entre ces deux électrodes (gap) (figure 1.2). Pour générer des impulsions THz, une tension est appliquée aux bornes des électrodes. Etant donné que le substrat est semi-isolant, l'énergie électrique est stockée dans ce condensateur équivalent. Sous illumination avec des impulsions laser ultrabrèves, le dispositif agit comme commutateur transitoire libérant ainsi cette énergie électrique sous forme d'émission d'impulsions THz. La polarisation de l'onde THz rayonnée est parallèle au champ polarisé. En général, l'énergie des photons de l'impulsion optique d'excitation doit être supérieure à la bande interdite du substrat. Les porteurs libres sont accélérés par le champ de polarisation à travers le gap et produisent un photocourant. Dans le GaAs, les électrons ont une mobilité beaucoup plus élevée que celle des trous, la contribution des trous peut donc être ignorée. Le principe de base des antennes PC émettrices est l'émission des ondes THz par des porteurs photogénérés qui sont accélérés dans le champ électrique [8]. Le champ THz rayonné est proportionnel à la dérivée temporelle du courant transitoire dans le matériau (équation 1.11). Ce courant doit être présent pendant un court moment. Pour les antennes émettrices, un temps de vie des porteurs de charge ultracourt ( $<1$  ps) change la forme temporelle de l'impulsion THz et induit une décroissance très rapide du courant, ce qui se traduit dans la forme temporelle du champ électrique THz par une augmentation de la partie ayant une polarité négative (fig. 3.10) [30]. En plus, un temps de vie des porteurs de charge ultracourt diminue la durée de l'impulsion THz entraînant un spectre plus large. Un autre avantage de la réduction de la durée de vie des porteurs de charge est la diminution de la moyenne du photocourant. Cette baisse de photocourant conduit à une diminution de l'échauffement thermique de l'antenne par effet joule. Ainsi, un matériau avec un très court temps de vie des charges peut en principe supporter des valeurs de champ de polarisation très élevées [31].

Le mécanisme qui engendre l'émission d'un faisceau THz commence par l'illumination de l'espace inter-électrodes du dispositif avec une impulsion laser ultracourte dont l'énergie des photons est supérieure à l'énergie de la bande interdite [1], (fig. 1.2). Il y a alors création des paires électron-trou dans le matériau photoconducteur qui sont accélérées par un champ électrique régnant entre les électrodes. La variation rapide de la densité de porteurs et leur accélération par le champ électrique forment un courant transitoire. C'est la variation temporelle du courant à des échelles de temps sous-picoseconde qui entraîne le rayonnement d'ondes électromagnétiques dans la gamme de fréquence THz. Le photocourant dépendant du temps agit comme une source et rayonne une impulsion THz donnée

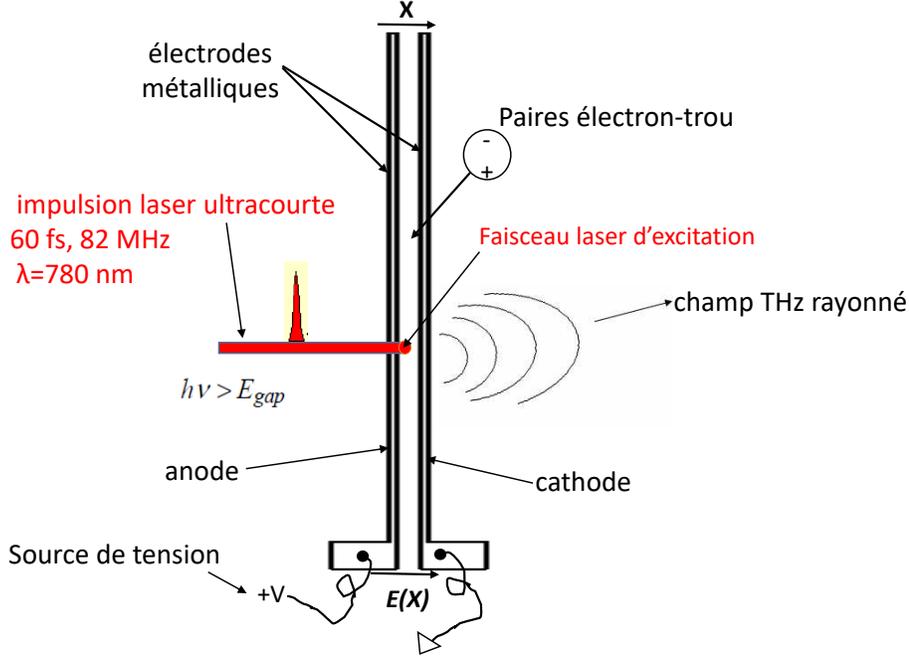


FIGURE 1.2 Principe de fonctionnement d'une antenne photoconductrice émettrice de type micro-ruban coplanaire.

par la relation [31] :

$$\|\vec{E}_{rad}(t)\| \approx \left\| \frac{\partial \vec{J}_{cond}}{\partial t} \right\| = e\mu \left( \frac{\partial n}{\partial t} \right) \|\vec{E}_{biais}\| \quad (1.10)$$

$$E_{rad} = e\mu \left( \frac{\partial n}{\partial t} \right) E_{biais} = e\mu \left( \frac{\partial n}{\partial t} \right) \frac{V_{biais}}{d} \quad (1.11)$$

où  $E_{rad}(t)$  est le champ électrique radié,  $E_{biais}$  (champ local indépendante du temps) et  $V_{biais}$  sont respectivement le champ et la tension de polarisation de l'antenne,  $\vec{J}$  est la densité de courant,  $n(t)$  est la densité des porteurs de charges,  $e$  est la charge élémentaire,  $\mu$  est la mobilité des électrons et  $d$  la distance inter-électrodes. Notons que l'on a considéré une mobilité indépendante du temps dans cette expression : c'est une bonne approximation dans la limite où le temps après excitation est supérieur à la relaxation intrabande des photoporteurs (typiquement 200 fs).

La forme des impulsions THz émises est fonction de la largeur des impulsions laser

d'excitation, des propriétés de transport des charges accélérées entre les électrodes de l'antenne ainsi que des mécanismes de recombinaison des porteurs dans le matériau photoconducteur. Pour une excitation à 780 nm, la profondeur de pénétration de cette onde à la surface du GaAs est typiquement de 500 nm correspondant à un coefficient d'absorption  $\alpha$  de  $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  à une énergie du photon de  $1.59 \text{ eV}$ <sup>1</sup>. C'est le champ électrique de surface qui dictera principalement l'amplitude du champ THz émis. Le GaAs présente une forte densité d'états surfaciques qui piège les photoporteurs : le photocourant et le champ THz émis sont donc affectés par la qualité de la surface. Des simulations numériques du champ émis, en utilisant les équations développées dans cette section, seront présentées dans la section 3.2.7 de l'analyse des résultats.

## 1.2 Caractéristiques des antennes THz photoconductrices émettrices à faible et à large ouverture

---

### 1.2.1 Antennes THz photoconductrices émettrices à faible ouverture

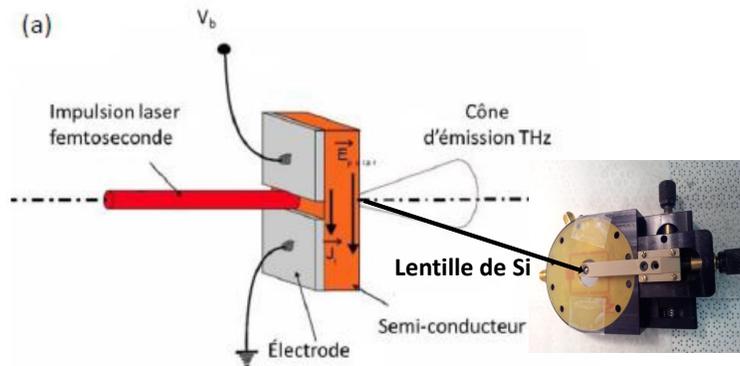
La figure 1.3 illustre la géométrie d'une antenne photoconductrice de type micro-ruban coplanaire, dite à faible ouverture. Cette désignation tient au fait que la longueur d'onde THz est plus grande que l'espace inter-électrodes [32]. Ainsi pour ce type d'antenne, le rayonnement émis n'est pas directionnel mais donné par le profil de diffraction par une ouverture. En général, on doit utiliser une lentille pour focaliser le rayonnement émis par une telle antenne. Un petit espace entre électrodes permet aux porteurs d'atteindre les électrodes rapidement, ce qui réduit le champ d'écrantage [8].

### 1.2.2 Antennes THz photoconductrices émettrices à large ouverture

Pour éviter la non directionnalité du rayonnement émis par les antennes émettrices à faible ouverture, il faut augmenter l'espace inter-électrodes [8]. Les antennes sont alors dites à large ouverture (lorsque le gap  $\gg 300 \mu\text{m}$ ). Le principe d'émission THz est similaire à celui décrit plus tôt. Les antennes à large ouverture ont des avantages par rapport aux antennes à faible ouverture : le seuil d'écrantage est plus élevé car la densité de photoporteurs est réduite pour une même puissance d'excitation (si on illumine tout l'espace inter-électrodes). Ainsi, une plus forte puissance d'émission THz est obtenue en augmentant la tension sur l'antenne et la puissance laser. De plus, la divergence du faisceau THz

---

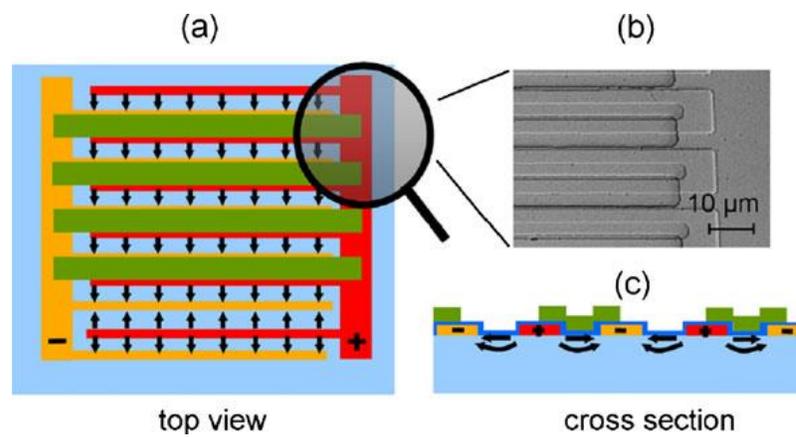
1. <http://http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/optic.html>



**FIGURE 1.3** Schéma d'une antenne photoconductrice avec un espace interélectrode de  $30 \mu\text{m}$  [31]. La photo à gauche est le support des antennes muni d'une lentille de collection de Si

est moins grande d'où la possibilité de faire de la spectroscopie sans l'utilisation de lentilles THz.

Les antennes émettrices microstructurées modulables ou inter-digitées fonctionnent selon le même principe que les émetteurs à large ouverture mais un motif d'électrodes microstructurées permet un fonctionnement à des tensions de polarisation plus faibles. Il s'agit d'un réseau d'antennes à faible ouverture dont les électrodes forment un motif inter-digité couvrant une zone de plusieurs  $\text{mm}^2$  (figure 1.4). Notons que le champ électrique des gaps voisins pointe dans une direction opposée, ainsi les électrons photoexcités dans ces régions seront aussi accélérés dans des directions opposées. Par conséquent, les ondes émises à partir des gaps voisins interfèrent destructivement et l'émission en résultant devient nulle [33]. Pour éviter une interférence destructive, une seconde métallisation qui est électriquement isolée de la première empêche la photoexcitation dans chaque deuxième gap entre les électrodes. Ceci donne une structure produisant un champ électrique uniforme sur une grande surface. Cette structure est modulable dans le sens que la densité d'excitation optimale peut être ajustée pour différentes énergies d'impulsion simplement par un changement de la taille du spot d'excitation laser [8]. Cette conception permet un alignement facile étant donnée que la structure couvre une grande surface.



**FIGURE 1.4** (a) est une vue de dessus et (c) celle de la section d'un émetteur THz interdigité. Les motifs jaune et rouge indiquent les électrodes et les flèches le champ de polarisation. Le motif vert est la deuxième métallisation décrit dans le texte. La partie inférieure de la vue de dessus montre le motif d'électrode sans la couverture de la deuxième métallisation. En (b) une micrographie électronique de l'émetteur microstructurée est représentée [8].

## Chapitre 2

# Aspects expérimentaux

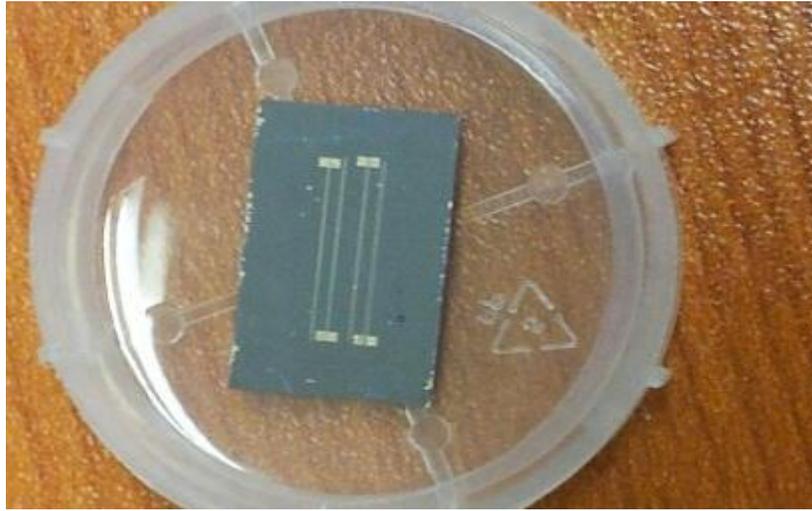
Ce chapitre présente différentes étapes de fabrication des antennes THz photoconductrices émettrices à faible espace inter-électrodes fabriquées sur substrats de GaAs :H et recuit et sur GaAs-SI, et puis celles inter-digitées fabriquées sur du GaAs-SI. Une description du banc de caractérisation par spectroscopie THz dans le domaine temporel est aussi présentée.

## 2.1 Fabrication des antennes

---

### 2.1.1 Antennes à faible ouverture

Le matériau photoconducteur utilisé est un substrat de GaAs semi-isolant commercial, et possédant une haute résistivité ( $> 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ ). Pour une série d'antennes, les propriétés du substrat ont été modifiées par implantation de protons, suivi d'un recuit thermique. Le substrat est d'abord soumis à un bombardement aux protons à différentes énergies et doses : 150 keV à une dose de  $2 \times 10^{15}$  ions/cm<sup>2</sup>, 100 keV à une dose de  $1 \times 10^{15}$  ions/cm<sup>2</sup> et 50 keV à une dose de  $5 \times 10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup> : toutes ces étapes ont été réalisées dans les salles blanches de l'Institut Interdisciplinaire d'Innovation Technologique. Cette implantation aux protons permet de créer des défauts ponctuels (lacunes, interstitiels) à la surface (typiquement sur une épaisseur de 1,5  $\mu\text{m}$ ) du substrat pour diminuer le temps de vie des photoporteurs. La présence de ces défauts entraîne une distorsion locale du réseau cristallin et engendre un champ de contrainte dans le volume du cristal supérieur à celui du défaut lui-même. Ces défauts diminuent la mobilité des porteurs. Il est possible de faire un recuit thermique à 500° C pendant 20 minutes sous un gaz d'azote de façon à restaurer partiellement la



**FIGURE 2.1** Quatre antennes photoconductrices émettrices de type micro-ruban coplanaire, fabriquées sur un substrat GaAs :H et recuit. L'espace inter-électrodes est de 30, 50, 80 et 120  $\mu\text{m}$  de gauche à droite, respectivement.

cristallinité du matériau. Ce procédé permet d'ouvrir des canaux de conduction dans la structure cristalline modifiée qui se traduit par une augmentation de la mobilité. Toutefois, ce procédé se traduit par une ré-augmentation du temps de vie et le défi consiste à trouver un bon compromis entre température et temps de recuit afin d'obtenir le meilleur matériau THz. Pour une seconde série d'antennes le substrat utilisé est le GaAs-Si. Les antennes sont fabriquées sur des morceaux de substrat de 16 mm x 10 mm découpés à l'aide d'une pointe au diamant. Sur chacun de ces bouts de substrat, nous y avons fabriqué quatre antennes constituées chacune de deux lignes métalliques parallèles (micro-ruban coplanaire) avec un espace inter-électrodes de 30, 50, 80 et 120  $\mu\text{m}$ , respectivement. Les lignes métalliques font 10 mm de longueur et 10  $\mu\text{m}$  de largeur. La figure 2.1 montre une photo type de ces antennes.

La fabrication proprement dite de ces antennes a commencé d'abord par une élaboration du design de masque avec l'outil de dessin Autocad. La surface du substrat de base a d'abord été nettoyée à l'aide d'une série de bains de différents solvants. Puis, s'en est suivi la photolithographie qui s'est déroulée en quatre étapes, soit l'étalement des résines, la déshydratation, l'exposition et le développement (figure 2.2), tirée de la référence [23]) (voir détails en Annexe 1). La fabrication de nos antennes s'est terminée par un recuit thermique rapide à 410° C pendant 30 secondes dans un Four RTA Jipelec pour faire diffuser une partie des atomes métalliques dans la couche semiconductrice afin d'obtenir de

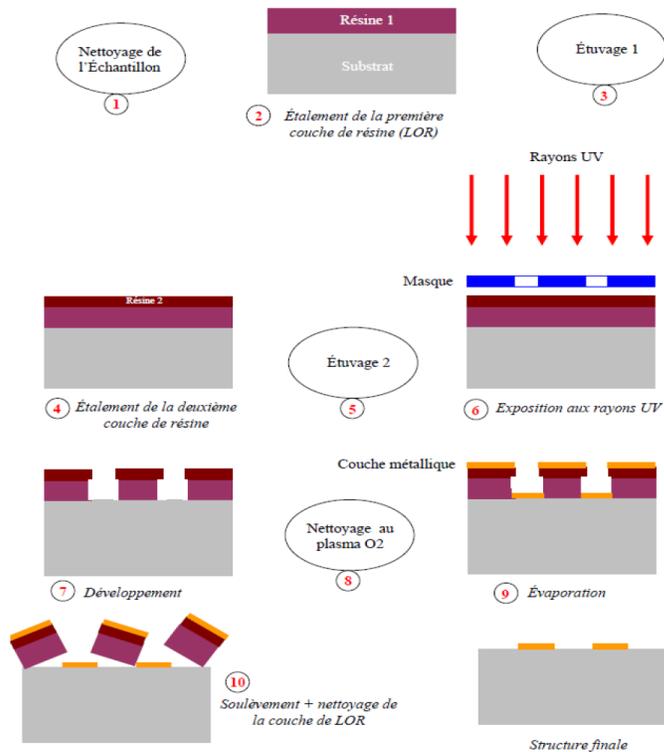


FIGURE 2.2 Les étapes de la fabrication d'une antenne THz PC de type micro-ruban coplanaire standard.

meilleurs contacts ohmiques. Cette étape a été aussi réalisée au 3IT.

### 2.1.2 Antennes à électrodes inter-digitées

Les antennes à électrodes inter-digitées ont été fabriquées sur substrat de GaAs-Si. Il s'agit d'un réseau d'antennes de 4 mm × 4 mm déposées sur un échantillon de 1 cm<sup>2</sup>. Les lignes métalliques font 4 mm de longueur, 10 μm de largeur et la distance inter-électrodes est de 30 μm. Le réseau est constitué de 50 antennes effectives. La première étape de fabrication de ces antennes a commencé par une réalisation d'une série de trois masques avec marques d'alignement. Le premier masque est constitué par 50 antennes, le suivant est une seconde métallisation déposée sur le motif d'antennes pour bloquer l'illumination sur la moitié de la surface entre les électrodes où le champ électrique est inversé (voir figure 1.4 pour détails). Le troisième masque sert à protéger les pads pour le collage des antennes. La deuxième étape de fabrication consiste à la photolithographie du premier masque (motif

d'antennes) (voir étape de la figure 2.2). Cette étape est suivie d'un dépôt d'une couche du SiO<sub>2</sub> de 200 nm d'épaisseur par Sputtering Intelvac. Ceci a été réalisé dans les salles blanches de l'Université de Sherbrooke. La couche du SiO<sub>2</sub> permet d'isoler électriquement le motif d'antennes et la seconde métallisation afin d'éviter les court-circuits. La troisième étape de fabrication est la photolithographie de la seconde couche de métallisation. Le principe est le même que sur la figure 2.2, sauf que cette étape requiert un bon alignement avec le premier masque à l'aide des marques d'alignement. La dernière étape consiste en l'ouverture des pads.

## 2.2 Description du dispositif expérimental

---

### 2.2.1 Banc de caractérisation par spectroscopie THz

La source utilisée est un laser saphir dopé au titane (Ti :Saphir) qui fonctionne en verrouillage de modes et émet des impulsions de 60 femtosecondes dont le spectre est centré à 780 nm, à une fréquence de 82 MHz (fig. 2.3). Ce dernier est pompé optiquement par une source laser Millennia émettant en continu à 532 nm, à une puissance de 4.31 Watts. La puissance à la sortie du laser est de 380 mW. Le faisceau sortant du laser est divisé en deux branches par une lame séparatrice. L'un des faisceaux appelé faisceau pompe, est modulé par un hacheur mécanique afin de pouvoir effectuer une détection synchrone du signal à mesurer. La fréquence du hacheur est réglé à environ 1.6 kHz. Le faisceau pompe vient exciter des photoporteurs dans le semiconducteur entre les électrodes métalliques où règne un champ électrique. Pour une excitation à 780 nm, les photoporteurs sont générés sur une profondeur typique de 500 nm. Ce faisceau est focalisé en proximité de l'anode de l'antenne par un objectif de microscope. Une lentille de silicium hémisphérique de 2 mm de diamètre, est placée derrière le substrat pour récolter le maximum du rayonnement émis. Par la suite, le faisceau THz est réfléchi successivement par un jeu de miroirs paraboliques : cette configuration est utile dans le cas où l'on voudrait placer un échantillon test au foyer entre le deuxième et le troisième miroir. Le quatrième miroir parabolique permet de focaliser le faisceau THz sur un détecteur constitué d'un cristal électro-optique (E-O) de tellurure de zinc (ZnTe) de 1mm d'épaisseur. L'autre faisceau laser, appelé faisceau sonde, passe par une ligne à délai permettant de modifier le délai entre les deux impulsions sonde et térahertz. La forme de l'impulsion THz peut être obtenue par balayage de ce délai temporel. Le faisceau sonde est colinéaire au faisceau THz au niveau du cristal de ZnTe. Le principe de détection est basé sur l'effet Pockels : le champ THz, qui varie lentement dans le temps par rapport à celui du faisceau laser, induit dans le cristal E-O une biréfringence

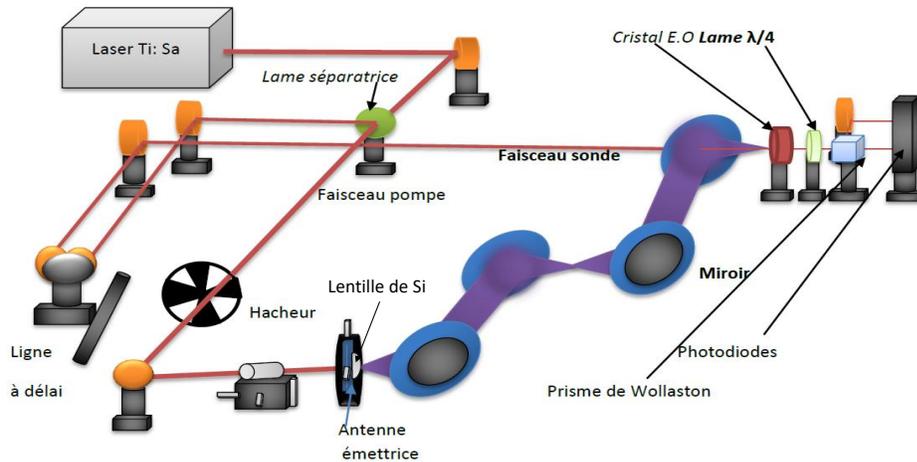


FIGURE 2.3 Banc de caractérisation par spectroscopie THz dans le domaine temporel.

qui modifie à son tour la polarisation linéaire du faisceau laser sonde. On utilise un montage de type cellule de Pockels pour mesurer ce changement de polarisation du faisceau sonde. Ce montage comprend une lame quart d'onde et un cube séparateur de polarisation et un circuit de détection à deux photodiodes balancées. La lame quart d'onde dont les axes cristallins sont correctement positionnés afin de transformer une polarisation rectiligne en une polarisation circulaire (en l'absence de champ THz). Le prisme de Wollaston divise le faisceau polarisé circulairement en deux faisceaux de directions différentes et de polarisations linéaires orthogonales. Les deux parties du faisceau sont ensuite dirigées vers les deux photodiodes. Le signal en tension envoyé par le détecteur est proportionnel à la différence du photocourant entre les deux diodes. Ce signal est en fait proportionnel à l'amplitude instantanée du champ THz (qui transforme la polarisation circulaire en une polarisation elliptique en sortie de la lame quart d'onde). Ce signal est envoyé vers un amplificateur synchrone qui extrait le signal d'intérêt à la fréquence de modulation du faisceau d'excitation (contrôlée par le hacheur mécanique). Un ordinateur enregistre pour chaque position de la ligne à délai le signal au détecteur, ce qui permet d'obtenir une trace temporelle similaire à l'allure de l'impulsion THz émise par l'antenne. La forme de cette impulsion peut être quelque peu modifiée par l'optique du montage et par le recouvrement des faisceaux THz et sonde dans le cristal E-O. [34]. Les expériences sont faites sous atmosphère de la pièce et sous azote sec.

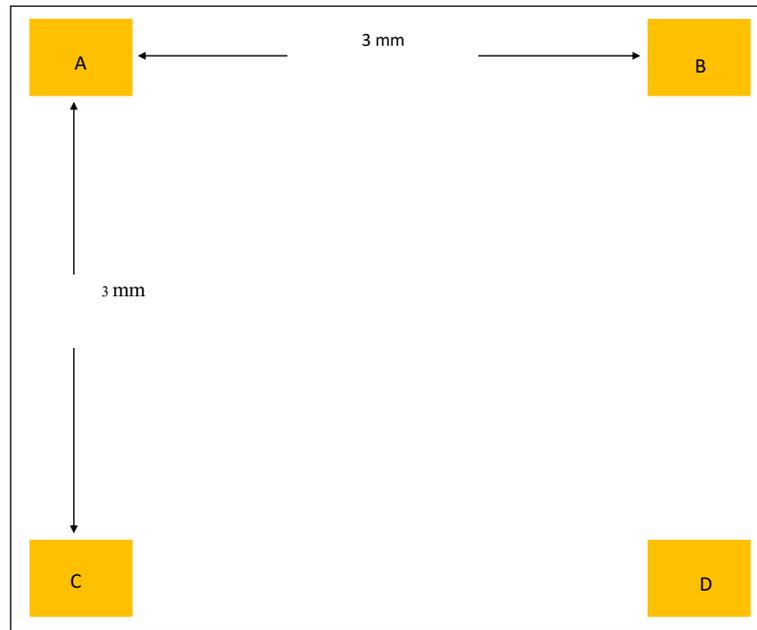


FIGURE 2.4 Mesures de résistivité par la méthode de van der Pauw.

### 2.2.2 Principe de mesure de résistivité par la méthode de van der Pauw

La méthode de van der Pauw consiste à faire des contacts aux quatre coins  $A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $D$  du substrat (fig. 2.4). Pour trouver la résistance  $R_{AB,CD}$ , un courant  $I_{AB}$  est envoyé entre les contacts  $A$  et  $B$  et une différence de potentiel est mesurée entre les contacts  $C$  et  $D$ . On fait de même pour trouver la résistance  $R_{AC,BD}$ . L'épaisseur de chaque substrat est de  $500 \mu\text{m}$  et le courant d'injection est de  $1 \text{ nA}$ . Les expériences sont faites dans les salles blanches au 3IT.

## Chapitre 3

# RESULTATS ET ANALYSE : CARACTERISATION DES ANTENNES PHOTOCONDUCTRICES EMETTRICES

Dans ce chapitre, nous discutons des résultats obtenus pour les mesures faites sur les antennes émettrices qui ont été fabriquées sur substrats de GaAs :H et recuit et sur GaAs-SI. Nous présentons d'abord les caractéristiques du matériau photoconducteur (temps de vie des photoporteurs, résistivité de la couche). Ensuite nous analysons les courbes courant-tension en obscurité et sous illumination des antennes caractérisées. Nous continuons par une description de la forme typique de la trace THz détectée pour l'antenne de 120  $\mu\text{m}$  de gap (amplitude THz et largeur de bande), fabriquée sur substrat de GaAs :H et recuit. Par la suite, nous analysons l'influence de différents paramètres, comme les effets de la position d'excitation (cas de l'antenne de 120  $\mu\text{m}$  de gap), de l'espace inter-électrodes, de la tension de polarisation et de la puissance d'illumination sur les caractéristiques des antennes. Enfin, nous analysons l'effet du substrat implanté et non implanté sur la mobilité des électrons (cas de l'antenne de 50  $\mu\text{m}$  de gap). Nous ne présentons pas de résultats sur ce type d'antennes dans ce mémoire, parce que les différentes étapes de fabrication ont été réalisées sur du GaAs-SI et nous n'avons pas réussi à obtenir un seul réseau complet d'antennes THz sur GaAs :H, faute de matériau et de temps.

## 3.1 Caractéristiques du matériau photoconducteur

---

### 3.1.1 Photoconductivité résolue en temps

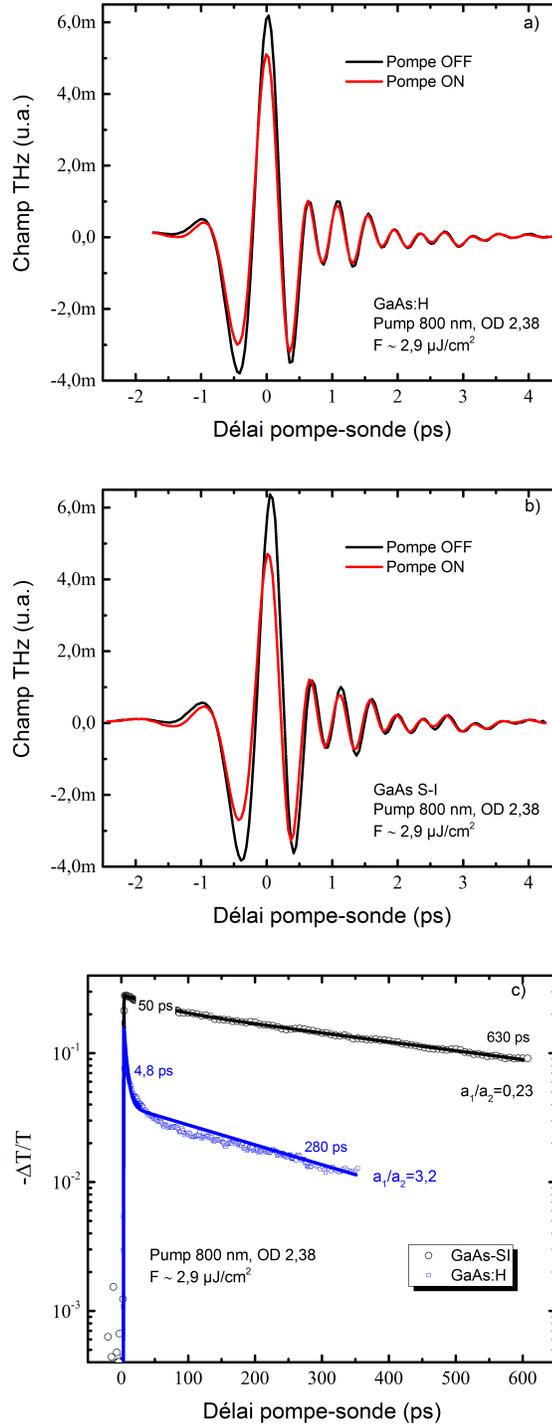
Les mesures de photoconductivité résolue en temps de nos deux substrats (GaAs :H et recuit et GaAs-SI) ont été faites sur le banc THz du Centre hospitalier universitaire de Sherbrooke (CHUS). Le principe de la mesure consiste à détecter le signal de transmission différentielle d'une impulsion THz à travers un échantillon pompé optiquement. On peut montrer que dans la limite d'une faible perturbation ( $\frac{\Delta T}{T}$  petit), ce signal est proportionnel à la photoconductivité du matériau [35]. La figure 3.1, a) et b) montrent les traces THz obtenues pour les deux substrats avec et sans pompe optique à 800 nm et sous une même fluence laser ( $F \sim 2,9 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ). Les cinétiques du signal de transmission différentielle ( $-\frac{\Delta T}{T_0}$ ), mesurées au maximum des traces THz, sont illustrées sur la figure 3.1 c). Ces données sont reproduites à l'aide d'une fonction à deux exponentielles décroissantes qui prend la forme suivante [35] :

$$y = \text{Erfc} \left( -\left( \frac{t - t_0}{t_r} \right) \right) \left( a_1 \exp\left(-\left( \frac{t - t_0}{t_{d_1}} \right)\right) + a_2 \exp\left(-\left( \frac{t - t_0}{t_{d_2}} \right)\right) \right) \quad (3.1)$$

où  $t_0$  est le décalage temporel du zéro de mesure,  $t_r$  est le temps de montée du signal (de l'ordre de 300 fs),  $t_{d_1}$  et  $t_{d_2}$  sont les deux temps de décroissance du signal,  $a_1$  et  $a_2$  sont les amplitudes des deux composantes exponentielles du signal et Erfc est une fonction d'erreur complémentaire utilisée pour reproduire la partie croissante du signal  $\Delta T$  (on obtient une telle fonction en prenant le produit de convolution d'une impulsion laser gaussienne par la fonction de réponse du matériau photoconducteur). Pour le GaAs :H, le signal est dominé par la composante exponentielle à temps court de 4,8 ps tandis que pour le GaAs-SI le signal est dominé par la composante exponentielle ayant un temps long de 630 ps. Les défauts non radiatifs présents dans la couche de GaAs :H sont responsables de cette réduction du temps de vie des photoporteurs. On note également que l'amplitude maximum est plus petite (facteur  $\sim 1,6$ ) pour le substrat GaAs :H, ce qui témoigne du fait que la mobilité des porteurs est plus petite dans cette couche, qui contient un grand nombre de centres de diffusion (défauts structuraux).

### 3.1.2 Mesures de résistivité-méthode de van der Pauw

Les mesures de résistivité sur nos deux types de substrat (GaAs :H et recuit et GaAs-SI) sont faites par la méthode de van der Pauw [36], (voir figure 2.4). Le tableau 3.1 résume les



**FIGURE 3.1** Caractéristiques électroniques des substrats : a) traces obtenues avec ou sans pompe optique pour GaAs :H et recuit, b) traces obtenues avec ou sans pompe optique pour GaAs:SI, c) cinétiques des signaux de transmission différentielle pour chacun des deux substrats. Les lignes pleines correspondent aux courbes d'ajustements des paramètres décrites dans le texte.

Substrat	$R_{AB,CD}$	$R_{AC,BD}$	$\rho$
GaAs-SI	465,5 M $\Omega$	588 M $\Omega$	118,8 M $\Omega$ .cm
GaAs :H et recuit	435,5 M $\Omega$	688,5 M $\Omega$	125,1 M $\Omega$ .cm

**TABLE 3.1** Valeurs des résistances et résistivités obtenues par la méthode de van der Pauw pour les substrats de GaAs-SI et GaAs :H et recuit.

résultats obtenus. Les valeurs des résistances sont calculées par l'équation :

$$R_{AB,CD} = \frac{V_{CD}}{I_{AB}}; R_{AC,BD} = \frac{V_{BD}}{I_{AC}} \quad (3.2)$$

La résistivité  $\rho$  est solution de l'équation de Van der Pauw suivante [36],

$$e^{(-\frac{\pi e}{\rho} R_{AB,CD})} + e^{(-\frac{\pi e}{\rho} R_{AC,BD})} = 1, \quad (3.3)$$

où  $e$  est l'épaisseur de la couche, considérée uniforme en profondeur.

Pour le substrat GaAs-SI, la valeur de la résistivité est conforme aux spécifications du fabricant, soit  $\rho > 10$  M $\Omega$ .cm. On note aussi que les valeurs de résistivité des deux types de substrat sont comparables, quoique légèrement plus grandes pour le substrat implanté et recuit. Les mesures I-V effectuées sur les antennes fabriquées sur deux types de substrat montrent pourtant que le bombardement aux protons a pour effet d'augmenter la résistivité de la zone implantée (environ par un facteur 10). Toutefois cette zone n'est que de 1.5  $\mu$ m d'épaisseur. Ainsi la résistivité du substrat GaAs :H est non uniforme en profondeur et la mesure de Van der Pauw, effectuée pour une distance entre contacts électriques de 3 mm (voir figure 2.4, ci-haut), donne une valeur de résistivité qui correspond essentiellement à celle de la zone non-endommagée du substrat. Ce résultat est attendu considérant que le courant d'injection aura tendance à circuler préférentiellement dans la zone de plus faible résistivité. Mentionnons finalement qu'il n'est pas trivial d'extraire (des mesures de Van der Pauw) la valeur de la résistivité de la couche implantée de 1.5  $\mu$ m car le champ électrique varie non-linéairement en fonction de la profondeur. On peut cependant confirmer que la couche implantée est effectivement plus résistive.

### 3.1.3 Courbes courant-tension en obscurité

La figure 3.2 montre les courbes I-V obtenues pour des mesures en obscurité avec la station sous pointe des salles blanches au 3IT. Les mesures sont faites sur les antennes fabriquées sur substrats de GaAs :H et recuit et de GaAs-SI. Notons que nous n'avons pas inclus les mesures sur l'antennes avec un gap de  $120 \mu\text{m}$  (sur GaAs :H) car les contacts ou la structure de cette antenne ont été endommagés lors de manipulations préalables. Nous observons un régime sous-linéaire (pente  $n < 1$ ) à faible tension ( $< 6,5 \text{ V}$ ) pour toutes les antennes sur GaAs :H, suivi d'un régime linéaire à plus haute tension. Pour toutes ces antennes de GaAs :H nous avons limité la tension de polarisation afin d'éviter d'entrer dans le régime non-linéaire attendu à fort champ électrique, ceci afin de préserver le bon fonctionnement de ces antennes. Pour le GaAs-SI, un régime linéaire est bien visible à faible tension (pente  $n=1$ ) et nous avons délibérément augmenté la tension afin d'observer pour chacune de ces antennes le comportement super-linéaire du courant en fonction de la tension, à fort champ électrique.

Pour les semiconducteurs isolants (obtenus par compensation de dopage), le courant peut-être limité par la dérive des porteurs libres ou par la charge d'espace injectée dans le matériau [37, 38]. La modélisation des courbes I-V est compliquée par la présence de profils de bandes d'énergie non-linéaire entre les contacts métalliques, ainsi que par la présence des pièges de surface (important dans la configuration planaire avec contacts en surface) et de volume. Différents régimes de conduction ont été observés dans la littérature, selon la densité et la position énergétique de ces pièges [39, 40, 41, 42], et selon la tension de polarisation ou l'amplitude du champ local dans le matériau [43]. Pour le contact AuGeNi sur GaAs-SI, on considère généralement que le courant d'injection est dominé par un type des porteurs soit les électrons. Pour le substrat de GaAs-SI étudié ici, on considère aussi une distribution de pièges profonds dans le gap du semiconducteur : la densité et le type de pièges peuvent changer suite à l'implantation ionique. La caractéristique I-V devrait être linéaire à bas champ électrique : c'est la loi d'Ohm qui est valide tant que la densité de porteurs libres injectés est inférieure à  $n_0$  la densité d'électrons libres à l'équilibre thermique (avec une mobilité considérée constante). C'est bien ce qui est observé pour le substrat de GaAs-SI à basse tension (la résistante de l'antenne- $30 \mu\text{m}$  étant d'environ  $110 \text{ M}\Omega$ ). Dans le cas du GaAs :H, le comportement est plutôt sous-linéaire à bas champ (visible surtout pour l'antenne- $80 \mu\text{m}$ , fig. 3.2 a)). Ce comportement n'est pas encore totalement compris mais il pourrait être lié à une densité de pièges profonds plus importante après implantation. De plus, l'étude des caractéristiques des antennes sur ce type de substrat montre que le champ local est plus important en proximité de l'anode, ce qui signifie que la résistance dans cette région est plus grande que celle du reste de l'espace inter-électrodes. Ainsi le comporte-

ment sous-linéaire de la caractéristique I-V pourrait être lié à une augmentation graduelle de la charge d'espace liée aux pièges chargés négativement en proximité de l'anode. Lorsqu'on augmente la tension de polarisation ( $V > 6$  V pour l'antenne-80  $\mu\text{m}$ ), on retrouve un comportement linéaire avec une résistance de l'ordre de 3200  $\text{M}\Omega$  pour cette antenne. Pour les antennes fabriquées sur GaAs-SI (fig. 3.2 b)), on observe des augmentations subites du courant à certaines tension seuil (2,5 V et 7 V par exemple pour l'antenne-50  $\mu\text{m}$ ). Ce comportement a déjà été mis en évidence dans des semiconducteurs présentant différents types de pièges. Ces marches abruptes d'augmentation de courant sont associées à un changement de régime de conduction qui survient lorsqu'une certaine catégorie de pièges devient totalement remplie. Lorsque  $V > V_{TFL}$  (trap-filled limit voltage, en anglais), le comportement du courant en fonction de la tension (après le saut de courant abrupte) devrait en principe suivre une loi de puissance avec un exposant égal à 2. Dans le cas des antennes fabriquées sur GaAs:H, il est clair que ce régime de remplissage de pièges doit survenir à des tensions de polarisation plus élevées, ce qui est cohérent avec le fait que la densité de pièges profonds augmente suite à l'implantation ionique.

Le tableau 3.2 donne les valeurs de résistance et de résistivité, tirées des courbes I-V d'obscurité pour les différentes antennes THz fabriquées sur substrats de GaAs-SI et GaAs:H et recuit. Notons que toutes les valeurs de résistance sont comparables sauf pour l'antenne 80  $\mu\text{m}$  fabriquée sur GaAs-SI pour laquelle il semble y avoir un problème de contact qui augmente artificiellement la valeur de la résistance. La résistivité  $\rho$  a été calculée en utilisant cette expression :

$$R = \frac{\rho L}{wt} \quad (3.4)$$

où  $R$  est la résistance,  $L$  est l'espacement inter-électrodes,  $w$  est la longueur des électrodes (4 mm) et  $t$  est l'épaisseur effective dans laquelle le courant circule. Cette expression est valide pour une couche mince uniforme dans laquelle le champ électrique est constant. Ce n'est pas notre situation car le contact ohmique ne diffuse pas sur toute l'épaisseur du substrat de 500  $\mu\text{m}$ . On fait l'hypothèse ici que l'épaisseur effective de la couche est de 10  $\mu\text{m}$  : ce qui est raisonnable considérant la largeur des électrodes (10  $\mu\text{m}$ ) et la profondeur effective de la zone de dopage résultant du recuit thermique après métallisation. Pour plus de précision, il faudrait faire des simulations du transport afin d'en déduire la vraie valeur de la résistivité.

En conclusion, la spécification fournie par le fabricant du substrat semi-isolant indique une valeur de  $\rho > 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ . On obtient donc le bon ordre de grandeur pour cette valeur en considérant les approximations discutées plus haut. Le procédé d'implantation ionique

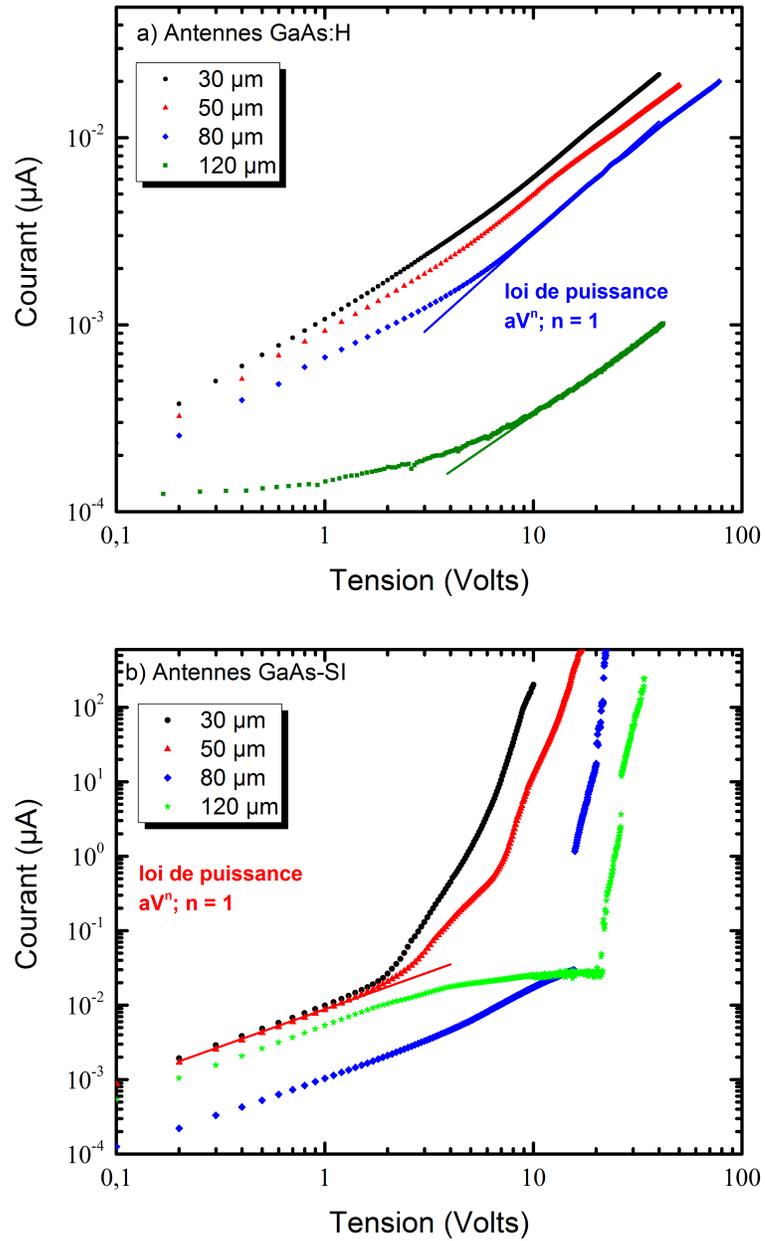


FIGURE 3.2 Courbes I-V en obscurité des antennes THz émettrices : a) GaAs :H et recuit, b) GaAs-Si.

Gap	Résistance	Résistivité	Résistance	Résistivité
( $\mu\text{m}$ )	( $10^6\Omega$ )	( $10^7\Omega.\text{cm}$ )	( $10^6\Omega$ )	( $10^7\Omega.\text{cm}$ )
	GaAs-SI; mesuré à 1 V	GaAs-SI; estimé pour une épaisseur effective 10 $\mu\text{m}$	GaAs :H; mesuré à 5V	GaAs :H; estimé pour une épaisseur effective de 10 $\mu\text{m}$
30	101	1,3	1460	19,5
50	116	0,92	1850	14,8
80	961	4,8	2910	14,8
120	188	0,63	3289	10,9

**TABLE 3.2** Tableau des valeurs de résistance et de résistivité, tirées des courbes I-V d'obscurité pour les différentes antennes THz.

suivi d'un recuit thermique permet donc d'augmenter la résistivité de la couche par un ordre de grandeur. Notons aussi que pour ce type de substrat, la couche n'est pas uniforme en profondeur car le bombardement avec des protons crée des défauts sur typiquement 1,5  $\mu\text{m}$  seulement (la couche enterrée est donc moins résistive que la couche du dessus). La valeur de la résistivité de la couche implantée, indiquée dans ce tableau est donc encore plus imprécise.

## 3.2 Antennes à faible ouverture

### 3.2.1 Courbes I-V des antennes sous illumination

La figure 3.3 illustre le photocourant mesuré en fonction de la tension au multimètre sous illumination et sous atmosphère de la pièce. L'antenne est excitée par un faisceau laser dont la taille du spot est de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre. Ce spot d'excitation est focalisé en proximité de l'anode. La puissance d'excitation sur l'antenne est de 43 mW. La limite basse de photocourant mesurable par l'appareil du laboratoire est de l'ordre de 10  $\mu\text{A}$ . Au-dessus de ce seuil de photocourant, pour les antennes sur GaAs :H et recuit (fig. 3.3 a), nous observons un comportement en loi de puissance du photocourant en fonction de la tension de polarisation avec un exposant compris entre 1,4 et 3 pour les différentes antennes. Théoriquement, on s'attend à un comportement linéaire dans la limite où la fraction des photoporceurs collectés est constante et que le champ local croît linéairement avec la tension. La non-validité

d'une de ces deux conditions pourrait être responsable d'un exposant  $> 1$ . Ce serait le cas, par exemple, si de plus en plus de photoporteurs sont collectés lorsque le champ local augmente (moins de recombinaison électron-trou au niveau des pièges profonds).

Dans le cas des antennes sur GaAs-SI (fig. 3.3 b), on note que le photocourant est d'abord plus important que celui observé pour les antennes fabriquées sur GaAs :H, ce qui est cohérent avec le fait que la mobilité des porteurs est plus grande dans ce type de substrat. Pour le comportement du photocourant en fonction de la tension, on note un comportement quasi-linéaire, avec un exposant de loi de puissance  $> 1$ , à plus forte tension. Ces comportements ne sont pas drastiquement différents de ceux observés pour les antennes fabriquées sur GaAs :H à l'exception que la valeur élevée du photocourant permet peut-être de mieux voir le régime linéaire présent seulement à faible tension de polarisation.

### 3.2.2 Forme temporelle de l'impulsion THz et spectre associé.

La figure 3.4 a) présente les formes temporelles de l'impulsion THz émise par une antenne photoconductrice ayant une distance inter-électrodes de  $120 \mu\text{m}$ , et détectée à l'aide du banc de mesures sous l'environnement du laboratoire (qui contient de la vapeur d'eau) et sous une enceinte purgée d'azote sec pour éviter l'absorption du rayonnement THz par la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère de la pièce. Les traces ont été normalisées au maximum du signal. Pour cette mesure, la tension de polarisation de l'antenne est de 60 V. Le champ électrique appliqué équivaut à  $5 \text{ kV/cm}$ , en adoptant l'hypothèse que ce champ est uniforme entre les électrodes. Pour nos antennes de GaAs, nous avons un bon indice (voir section 3.2.3) que cette hypothèse est fautive car le champ THz émis est plus grand lorsque le faisceau laser d'excitation est focalisé en proximité de l'anode du dispositif (région où le champ serait plus grand). La puissance du faisceau d'excitation sur l'antenne est de 43 mW. La longueur d'onde de ce faisceau est de 780 nm.

Les traces THz montrent un pic principal positif dû à la hausse ultrarapide du photocourant à cause de l'accélération des photoporteurs par le champ électrique appliqué entre les électrodes. Le champ THz émis est proportionnel à la dérivée temporelle de la densité du photocourant, tel que prédit par l'équation 1.11. Le pic principal est suivi d'un pic négatif attribué à la décroissance du photocourant régie par le temps de piégeage et de recombinaison des porteurs [22]. On remarque que c'est l'absorption par la vapeur d'eau présente dans la pièce qui est à l'origine des oscillations rapides du signal THz. Le spectre THz de cette impulsion montre aussi des raies d'absorption caractéristiques (notamment entre 1 et 2 THz) des modes de rotation de la molécule d'eau (fig. 3.4 b)). On note que la grande partie des oscillations disparaît une fois que l'enceinte dans laquelle est montée

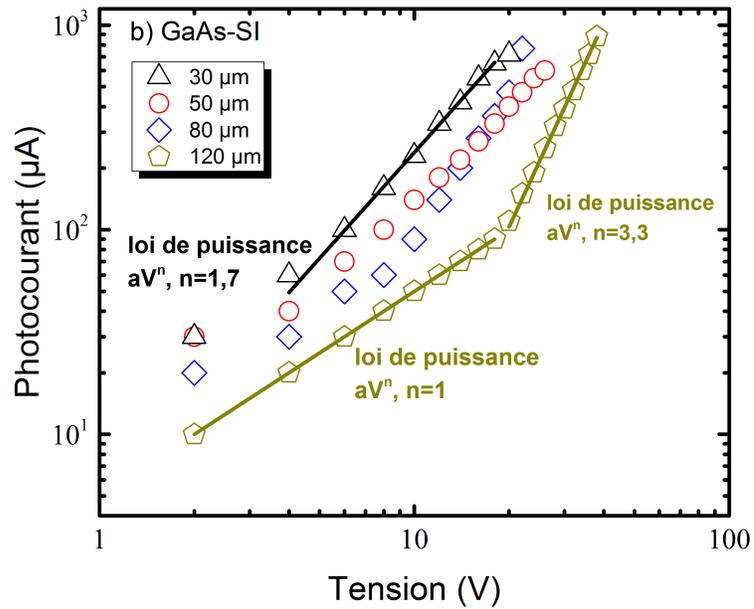
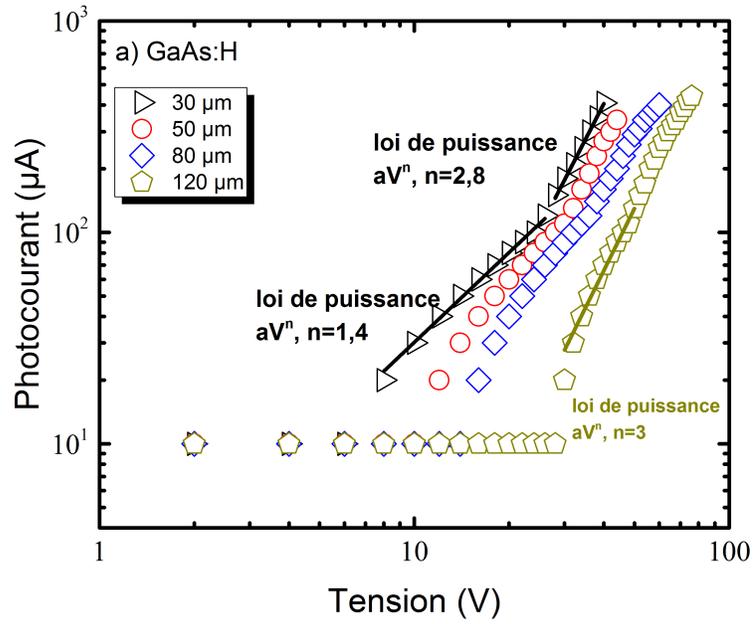
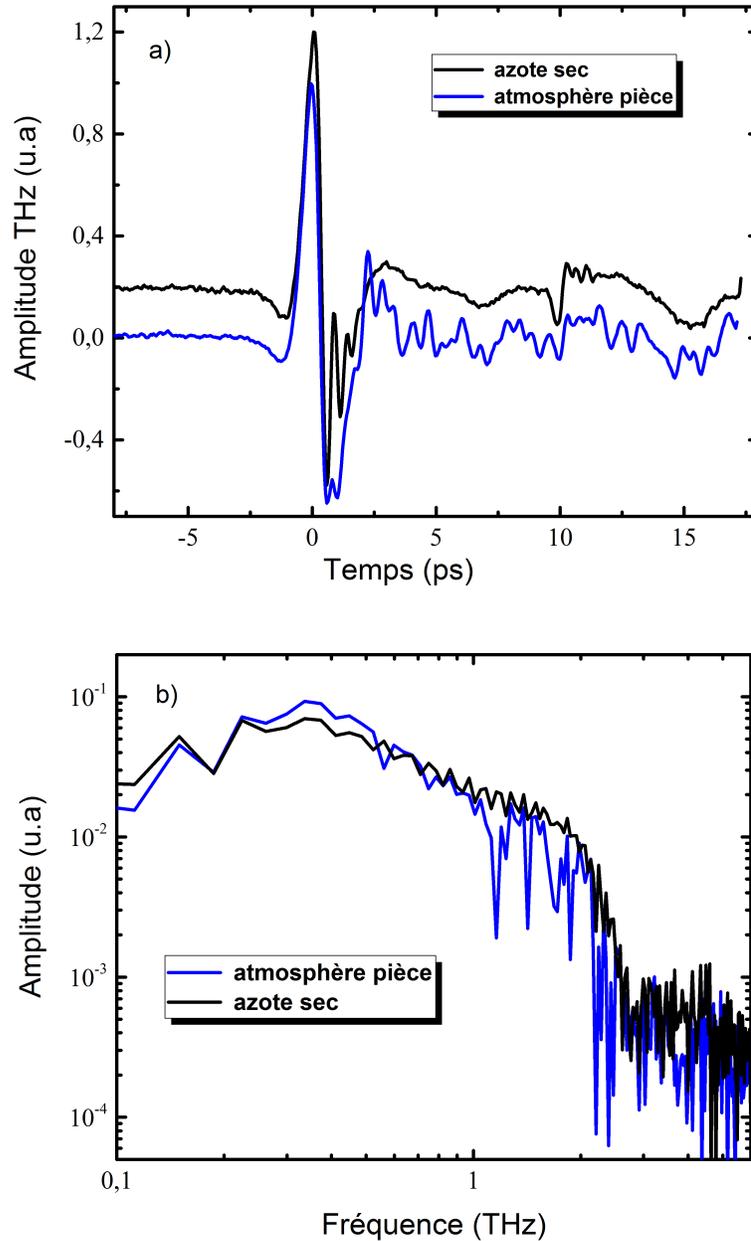


FIGURE 3.3 Courbes I-V sous illumination des antennes THz émettrices : a) sur GaAs :H et recuit, b) sur GaAs-SI.



**FIGURE 3.4** a) Amplitudes du champ THz détectés pour l'antenne GaAs :H et recuit de 120  $\mu\text{m}$  de gap, sous une tension de 60 V et un photocourant de 0,23 mA, sous atmosphère de la pièce et sous azote sec. Ces deux courbes sont normalisées à l'amplitude maximale. b) Spectres de Fourier associés aux traces THz montrées en a).

l'antenne ne contient que de l'azote sec. Néanmoins, cette trace montre encore quelques oscillations après le pic principal, qui sont causées soit par des réflexions du champ électromagnétique sur les discontinuités de l'antenne ou soit par des réflexions multiples de l'impulsion THz sur les différentes interfaces planes rencontrées (faces de l'émetteur ou du détecteur). Notons que l'amplitude du signal et l'allure des traces dépend de l'alignement précis du faisceau d'excitation, de la lentille de collection de Si, de la synchronisation entre l'impulsion d'excitation et l'impulsion de détection, etc. Pour optimiser l'alignement afin que l'amplitude de la trace soit maximale avec une forme qui ressemble à ce qui est attendu théoriquement (malgré certains artéfacts dûs aux réflexions qui sont toujours présents), pour chaque antenne testée, des déplacements micrométriques sont effectués sur les supports des antennes, de la lentille de focalisation et de la lentille hémisphérique de Si. Les quatre miroirs et le cristal ZnTe sont également réglés pour optimiser le recouvrement entre le faisceau THz et le faisceau sonde optique dans le cristal non-linéaire utilisé comme détecteur du champ THz.

La figure 3.4 b) montre les spectres en fréquence calculés par transformée de Fourier des traces temporelles des impulsions THz (fig. 3.4 a)). Le spectre sous atmosphère de la pièce présente plusieurs raies de résonance d'eau et un niveau de bruit plus élevé. La largeur de bande mesurable sous atmosphère d'azote sec atteint environ 3 THz, valeur au-dessus de laquelle le rapport signal sur bruit devient égal à 1. Notons que la largeur de bande du spectre dépend de plusieurs paramètres pour l'antenne émettrice, à savoir le temps de montée du photocourant transitoire qui, lui aussi dépend à la fois de la largeur de l'impulsion laser d'excitation et du temps de relaxation des photoporteurs vers le bas de la bande. En effet, la grande partie de la radiation est émise durant la phase de la montée du photocourant et non durant la phase de décroissance de la photoconductivité correspondant au temps de recombinaison. L'absorption et la dispersion du rayonnement émis par le substrat [23], le détecteur du banc de caractérisation sont aussi parmi les paramètres qui contribuent à la limitation de la largeur de bande du rayonnement THz émis.

### 3.2.3 Effet de la position du faisceau d'excitation entre les électrodes de l'antenne

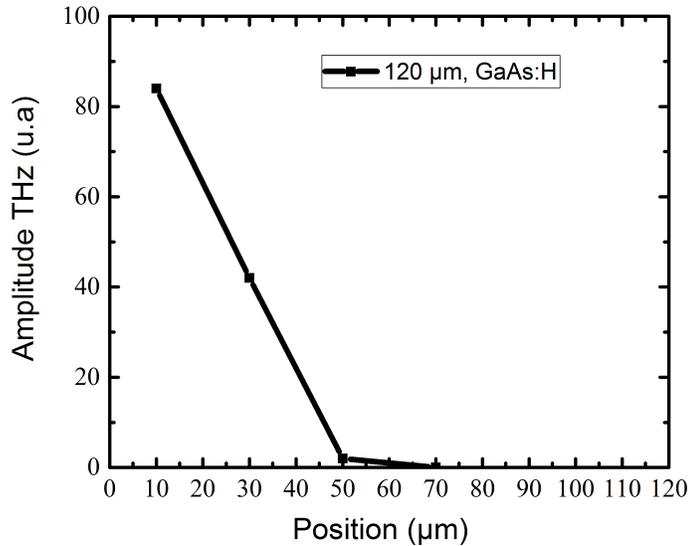
Nous avons vu à la section précédente que le spot d'excitation laser (d'environ 10  $\mu\text{m}$  de diamètre) doit être positionné en proximité de l'anode de l'antenne afin d'obtenir une amplitude du champ THz maximale. Afin de mieux comprendre l'origine de ce comportement nous avons obtenu une série de traces THz en fonction de la position de ce spot d'excitation entre les électrodes de l'antenne. Pour ce faire, nous avons gardé le même pointé du faisceau d'excitation et avons déplacé latéralement l'antenne (dans une direction per-

pendiculaire aux électrodes) tout en jouant sur la position de la lentille de collection de Si pour l'obtention d'un signal THz d'amplitude optimale. Les résultats de cette étude sont présentés à la figure 3.5. Les mesures sont faites pour une antenne  $120 \mu\text{m}$  d'espace inter-électrodes fabriquée sur substrat de GaAs :H et recuit. La tension de polarisation est de 60 V avec une puissance d'excitation de 43 mW. Nous constatons que l'amplitude du champ THz est élevée quand le spot d'excitation laser est positionné en proximité de l'anode. Pour notre cas, l'amplitude du signal est de 84 u.a. près de l'anode alors qu'après un déplacement de  $30 \mu\text{m}$  de l'anode vers la cathode, l'amplitude du signal diminue jusqu'à 42 u.a. Une fois que le spot d'excitation laser est déplacé à  $50 \mu\text{m}$  de l'anode, le champ THz devient très faible, à la limite du seuil de détection, limité par le bruit de la mesure. Ce comportement s'explique par le fait que lorsqu'une tension est appliquée entre deux électrodes métalliques déposées sur un matériau semi-isolant, un fort champ électrique se développe aux environs de l'anode [44]. Les électrons se dirigent vers l'anode et les trous vers la cathode. Cependant, dans le GaAs, les pièges profonds de type EL2 ont une section efficace de capture plus grande pour les électrons que pour les trous. Cela entraîne une concentration importante de charges négatives (pièges chargées) près de l'anode. Cette charge d'espace modifie la distribution du champ entre les électrodes et cause une augmentation locale du champ électrique près de l'anode. Cette redistribution peut également être due au champ de déplétion existant en proximité du contact dans le cas d'un contact Schottky [45]. Ces résultats sont compatibles avec les observations expérimentales dans les références [16], [44] et [46].

### 3.2.4 Influence du gap sur le spectre du rayonnement THz émis

Afin d'analyser l'effet de la distance inter-électrodes sur le spectre du rayonnement THz émis, nous avons comparé les formes temporelles et les spectres correspondant enregistrés sous azote sec (fig. 3.6 a) et b)) pour les antennes THz émettrices de  $30 \mu\text{m}$  de gap à 30 V,  $50 \mu\text{m}$  de gap à 30 V et  $120 \mu\text{m}$  de gap à 60 V, toutes fabriquées sur du GaAs :H. Si on assume un champ électrique constant entre les électrodes, les valeurs de ces champs seraient de 10, 6 et 5 kV/cm pour les antennes avec gap de 30, 50 et  $120 \mu\text{m}$ , respectivement. La puissance d'excitation sur les antennes était de 43 mW.

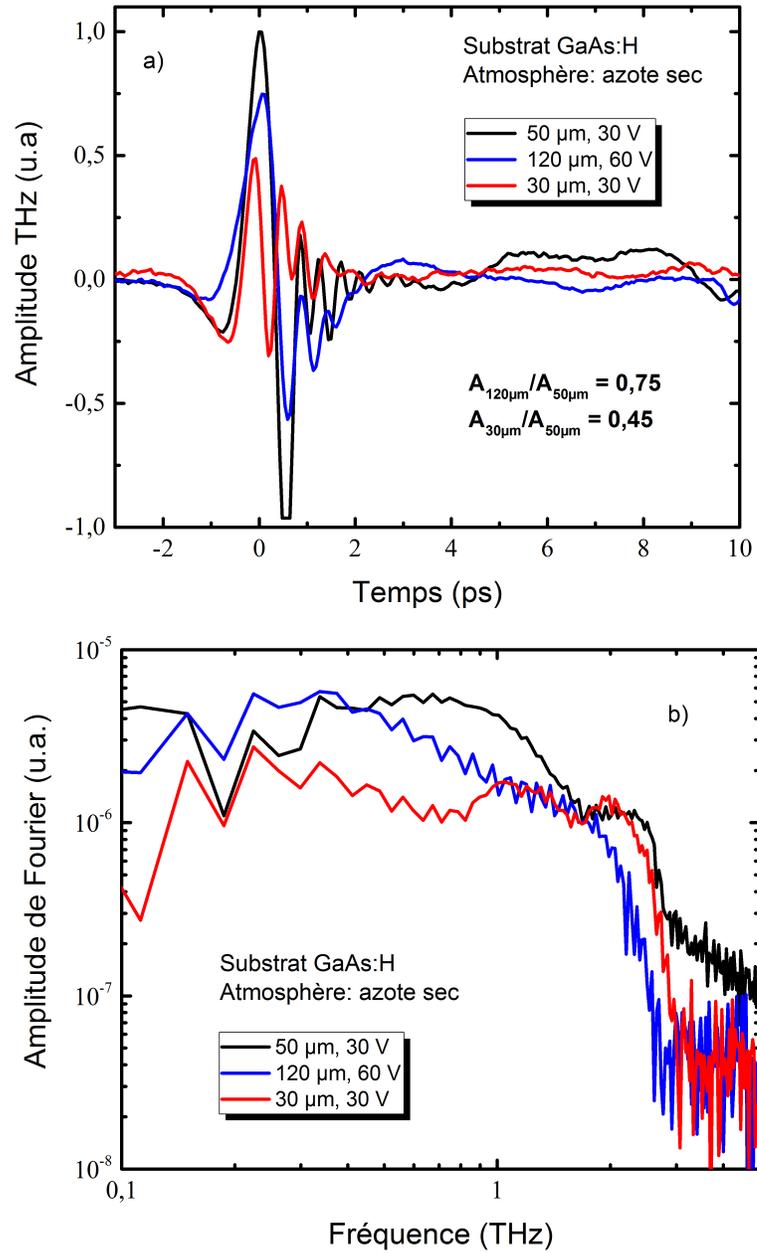
Pour nos antennes émettrices, on note que l'amplitude du champ THz est grande pour une antenne dont l'espace inter-électrodes est petit (cas de  $50 \mu\text{m}$ ). Si le champ THz rayonné est directement proportionnel au champ électrique de polarisation  $E_{\text{biais}}$ , on s'attend aux valeurs des rapports des champs de polarisation suivantes :  $E_{\text{biais}}(30\mu\text{m})/E_{\text{biais}}(50\mu\text{m})= 1,67$  et  $E_{\text{biais}}(120\mu\text{m})/E_{\text{biais}}(50\mu\text{m})=0,83$  (fig. 3.6 a)). Expérimentalement, on note que le ratio est



**FIGURE 3.5** Amplitude du champ THz en fonction de la position du faisceau laser d'excitation, mesurée par rapport à la position de l'anode. On considère ici que le diamètre du spot d'excitation est d'environ  $10 \mu\text{m}$ .

bon pour la comparaison des antennes  $120$  et  $50 \mu\text{m}$  mais que l'amplitude du champ THz pour l'antenne  $30 \mu\text{m}$  devrait être beaucoup plus grande ( $1,67$  comparé à  $0,45$ ). Ce désaccord pourrait être dû au fait qu'une plus grande partie des photoporteurs sont collectés ou se recombinent, avant de pouvoir contribuer au champ THz émis, lorsque l'espace inter-électrodes diminue. Un alignement critique pendant les manipulations peut aussi contribuer à la réduction de l'amplitude THz émis.

A la figure 3.6 b), on note que le contenu en fréquences des impulsions THz change quelque peu en fonction de l'espace inter-électrodes. Pour le cas des antennes  $30$  et  $50 \mu\text{m}$ , on note que l'amplitude des basses fréquences diminue légèrement (en comparaison à celle de l'antenne  $120 \mu\text{m}$ ) tandis que le spectre de ces impulsions s'étend sur une gamme légèrement supérieure en hautes fréquences. Ce comportement est sûrement lié à la compétition entre le phénomène de diffraction de lumière qui cause une perte partielle du rayonnement émis aux longues longueurs d'ondes (basses fréquences) et au phénomène de résonance de la cavité, formée par les électrodes de l'antenne, et qui accentue les fréquences pour lesquelles les longueurs d'onde coïncident avec l'espace inter-électrodes ( $\sim 10$  THz pour l'antenne de  $30 \mu\text{m}$ ). En réalité l'augmentation pourrait être encore plus grande si la bande passante est partiellement limitée par la réponse du détecteur. On pourrait faire l'expé-



**FIGURE 3.6** Comparaison des formes des impulsions et les spectres correspondant en fonction du gap, détectées sous azote sec.

rience avec un cristal encore plus mince pour mieux mettre en évidence cet effet d'élargissement du contenu en fréquence des impulsions THz lorsque l'espacement inter-électrodes diminue.

### 3.2.5 Effet de la tension appliquée sur le champ THz émis

La figure 3.7 illustre l'effet de la tension de polarisation sur le rayonnement THz émis. La puissance d'excitation sur les antennes est fixée à 43 mW et le faisceau d'excitation laser est focalisé en proximité de l'anode. Pour les antennes à faible espace inter-électrodes sur GaAs :H (30 et 50  $\mu\text{m}$ , fig. 3.7 a)), le champ THz croît rapidement à faible tension de polarisation puis rejoint un comportement en loi de puissance avec un exposant  $n \sim 1$  à plus haute tension. Il est intéressant de noter que cet exposant est légèrement plus petit que celui obtenu pour la courbe du photocourant DC ( $\sim 1,4$ ) dans la gamme comprise entre 8 et 25 V. Pour les antennes à large espace inter-électrodes (80 et 120  $\mu\text{m}$ ), nous observons un seuil de tension sous lequel l'amplitude est négligeable. Cela doit être relié au champ local près de l'anode qui se construit seulement avec l'ionisation ou le chargement des pièges en proximité de l'anode (distribution non-uniforme de la charge d'espace entre les électrodes) [47]. Au-dessus de ce seuil de tension, le champ THz émis augmente selon une loi de puissance avec un exposant  $n > 1$  puis on observe une tendance à la saturation à plus forte tension de polarisation. Malgré le fait que le comportement en loi de puissance prévaut sur une gamme de tension restreinte, on note que l'exposant est encore une fois plus faible (1,4 versus 3 pour l'antenne-80  $\mu\text{m}$ ) que celui obtenu pour la courbe du photocourant DC. Nous n'avons pas d'explication claire pour ce comportement mais celui-ci est sûrement relié à la variation temporelle de la perturbation locale de photocourant qui agit comme source d'émission du champ THz et qui change d'allure en fonction de la tension de polarisation. Le début de saturation, observable à forte tension, peut être dû à la diminution de la mobilité des électrons causée par un transfert inter-vallée ( $\Gamma$  vers  $L$ ) [1]. En effet, lorsque les électrons sont immergés dans un champ électrique intense, ils sont accélérés brutalement et finissent par acquérir une énergie comparable à la différence d'énergie entre la vallée centrale et les vallées latérales  $L$  et  $X$  (caractérisées par une faible courbure et par conséquent, par des électrons ayant une masse effective élevée et une faible mobilité) de la bande de conduction. Une proportion importante d'électrons est alors transférée dans ces vallées. Ainsi, la masse effective moyenne de la population électronique augmente réduisant sa mobilité moyenne. Une autre explication de la saturation du champ THz émis en fonction de la tension peut être l'augmentation de la résistance de contact due au fort courant ou encore à un échauffement du matériau qui se traduit par une réduction de la mobilité des porteurs.

Pour les antennes fabriquées sur substrat de GaAs-SI et à large espace inter-électrodes (80 et 120  $\mu\text{m}$ , 3.7 b)), le comportement du champ THz en fonction de la tension suit une loi de puissance avec un exposant compris entre 1 et 2 à faible tension de polarisation. Pour toutes les antennes on note le début d'une saturation à plus forte tension de polarisation. L'origine de cette saturation est de même nature que celle discutée plus haut (réduction de la mobilité à haut champ électrique). En ce qui concerne les différences entre les pentes des lois de puissance tirées des mesures du champ THz et des mesures du photocourant DC, nous n'avons pas une interprétation solide à fournir outre le fait que ces deux quantités ne sont pas parfaitement corrélées.

### 3.2.6 Effet de la puissance d'excitation sur le champ THz émis

La figure 3.8 présente la dépendance du signal THz émis par nos différentes antennes THz émettrices en fonction de la puissance d'excitation. La puissance d'excitation sur les antennes est de 43 mW. Pour toutes les antennes fabriquées sur GaAs-SI et GaAs :H et recuit, nous observons une augmentation linéaire de l'amplitude du champ THz émis aux valeurs très basses de la puissance optique d'excitation. Nous remarquons aussi une tendance à la saturation, probablement dû au champ d'écrantage qui résulte du dipôle induit par la séparation des paires électron-trou dans le champ électrique régnant au niveau de la région éclairée. Pour mettre en évidence l'effet du champ d'écrantage sur nos antennes, nous avons modélisé nos courbes de l'amplitude maximale du champ THz rayonné en fonction de la puissance d'excitation en utilisant l'expression suivante [21] :

$$E_{THz,i,max} = \frac{A_i}{\left[1 + \left(\frac{1 + \sqrt{\epsilon_r}}{\sigma_{s,max} Z_0}\right)\right]}, \quad (3.5)$$

avec

$$\sigma_{s,max} = \frac{e(1 - R)\mu(\alpha F_{opt})}{h\nu} \quad (3.6)$$

où  $A_i$  et  $\mu$  sont deux paramètres ajustables pour la reproduction des courbes expérimentales d'amplitude du signal maximum THz en fonction de la puissance d'excitation,  $i$  représente l'antenne,  $\sigma_{s,i,max}$  est la photoconductivité surfacique,  $\epsilon_r$  est la constante diélectrique du semiconducteur ( $\epsilon_r=12,9$  pour le GaAs) [24],  $Z_0$  est l'impédance du vide ( $376,73\Omega$ ),  $e$  est la charge de l'électron,  $R$  est la réflectivité optique ( $R = 0,29$ ),  $F_{opt}$  est la fluence du laser,  $h\nu$  est l'énergie du photon et  $\alpha$  est la fraction de la fluence optique qui contribue à la photoconductivité dans le cas où le temps de vie devient non négligeable devant la largeur de l'impulsion laser. Ce facteur  $\alpha$  est obtenu par modélisation en cherchant le rapport entre le signal maximal de photoconductivité avec une durée de vie finie par rapport à celui dont

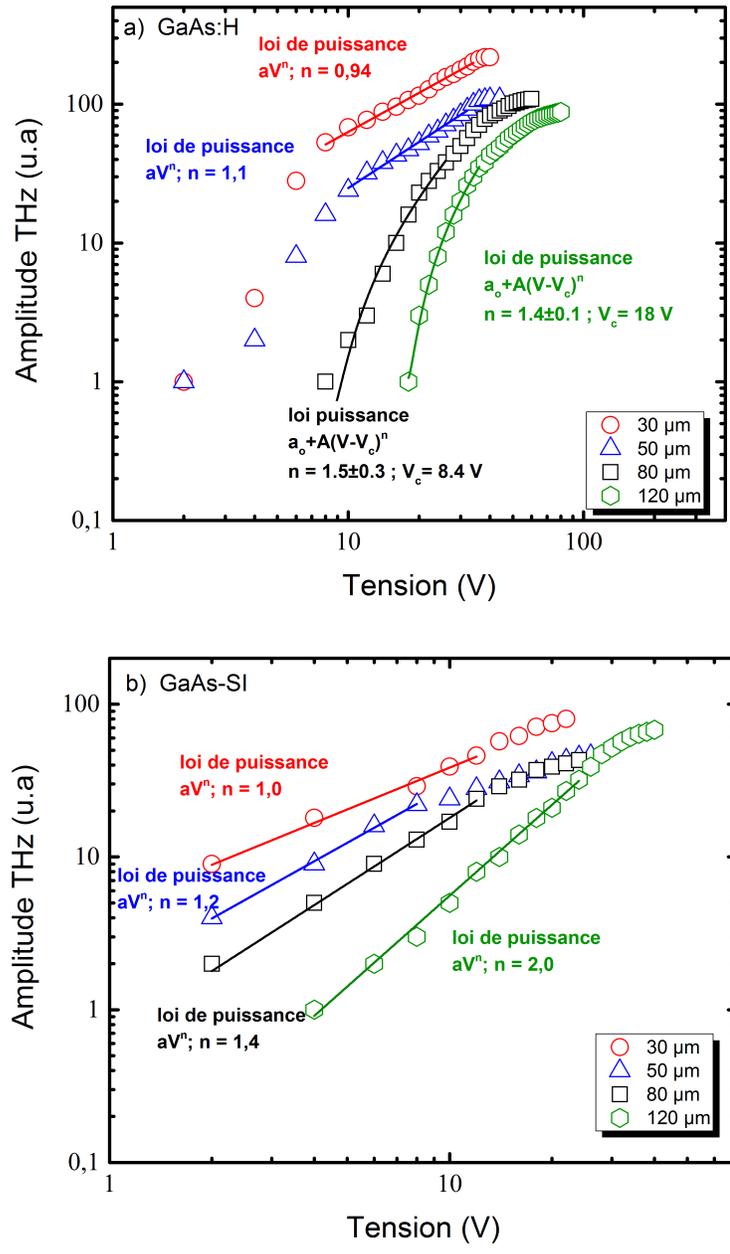
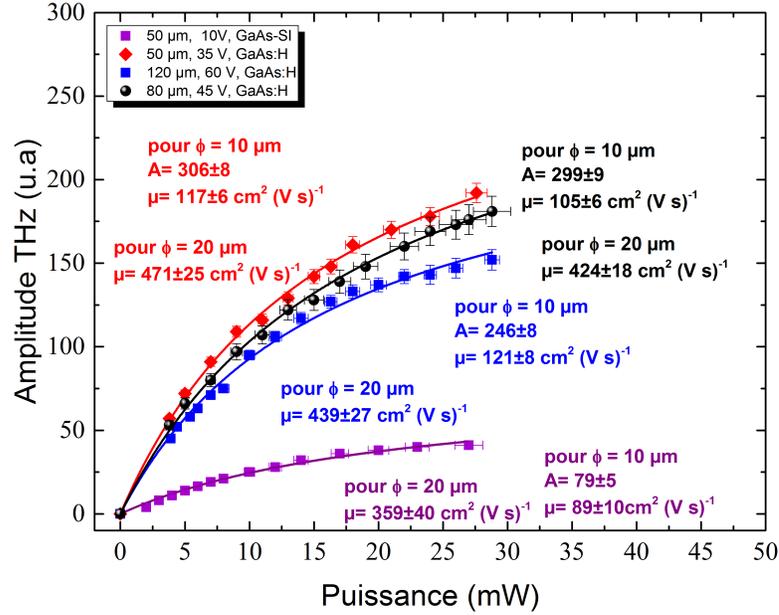


FIGURE 3.7 Effet de la tension de polarisation sur le champ THz émis.

le temps de vie est infini. Ainsi, la valeur de  $\alpha$  est de 0,91 pour un temps de vie mesuré de 4,8 ps (voir fig. 3.1 c)). Notons que l'expression 3.6 a été dérivée pour le cas d'une illumination qui couvre tout l'espace inter-électrodes de l'antenne. Expérimentalement, nous avons éclairé sur une taille de faisceau d'environ 10  $\mu\text{m}$  en proximité de l'anode. Néanmoins, on se rend compte que le diamètre du spot a une grande influence sur la valeur de la mobilité. En effet la taille de ce spot n'est pas très bien connue (surement de l'ordre de la largeur de l'électrode (10  $\mu\text{m}$ )) ou peut-être un peu plus, c'est la raison pour laquelle on a aussi inclus la valeur de mobilité qui serait obtenue en prenant un diamètre du spot de 20  $\mu\text{m}$ . Ainsi, tout se passe comme si on ramenait le problème à un calcul de l'écrantage produit par le courant des deux types de photoporteurs sur une distance correspondant à la taille du faisceau. En réalité les porteurs vont dériver et diffuser sur tout l'espace inter-électrodes, toutefois comme le champ THz maximum survient en un temps ultracourt, cette approximation grossière n'est peut-être pas si mauvaise. Remarquons finalement que le but de cette analyse était de pouvoir tirer les valeurs de mobilité des photoporteurs et de comparer leur ordre de grandeur pour les deux substrats photoconducteurs utilisés.

Lorsque la puissance optique augmente, le nombre de porteurs et, par conséquent, la photoconductivité croît également. A faible niveau d'excitation, telle que  $\sigma_s \leq \frac{1+\sqrt{\epsilon_r}}{Z_0}$  ( $\approx 0,01\Omega^{-1}$ ), l'amplitude du champ THz est proportionnelle à la puissance optique, puis, un régime de saturation est atteint lorsque la puissance optique (et donc  $\sigma_s$ ) augmente [24]. Les courbes en trait plein, correspondent aux ajustements de courbes obtenues en utilisant l'équation 3.5 et deux paramètres ajustables :  $A$  une amplitude proportionnelle au champ local  $E_{bias}$ , et  $\mu$  la mobilité des photoporteurs. Pour toutes les antennes fabriquées sur substrat de GaAs :H, on note que les données expérimentales sont relativement bien reproduites avec une valeur de mobilité autour de  $100 \text{ cm}^2(\text{V.s})^{-1}$  lorsque l'on considère un diamètre de faisceau laser de 10  $\mu\text{m}$ . Notons que cette valeur de mobilité est très sensible au diamètre considéré, voilà pourquoi on indique aussi dans cette figure les valeurs de mobilité obtenues en considérant un diamètre de faisceau de 20  $\mu\text{m}$ . Les différences entre les valeurs de mobilité tirées de la procédure d'ajustement de courbes sont probablement reliées aux imprécisions des mesures. En effet l'insertion d'un atténuateur dans le bras d'excitation peut causer une légère déviation du faisceau. Nous avons optimisé l'alignement des composantes du montage pour compenser ceci mais cette manipulation peut causer une erreur non négligeable. Notons que les antennes 30, 80 et 120  $\mu\text{m}$  sur GaAs-SI et 30  $\mu\text{m}$  sur GaAs :H ont été endommagées suites à plusieurs manipulations et par conséquent les courbes associées à ces antennes ne figurent pas sur le graphique. Dans le cas de l'antenne de 50  $\mu\text{m}$  sur GaAs-SI, la valeur de mobilité, tirée de la procédure d'ajustement de courbes, est sensiblement plus faible (environ  $89 \text{ cm}^2/(\text{V.s})$ ). Cette valeur réduite de la mobilité n'est pas cohérente avec les résultats des mesures de photoconductivité ré-



**FIGURE 3.8** Comportement de l'amplitude des signaux THz obtenus en fonction de la puissance d'excitation pour les antennes fabriquées sur un échantillon de GaAs:H et recuit et sur du GaAs-SI. Les données des courbes en trait plein sont reproduites avec l'équation :  $E_{THz} = \frac{A_i}{1 + \left( \frac{18,29\phi^2 (\text{en } \mu\text{m})}{\mu \alpha P (\text{mW})} \right)}$

solue en temps présentés à la section 3.1.1, et qui suggérerait plutôt une mobilité plus grande par un facteur de 1,6, pour ce type de substrat semi-isolant et non-implanté. Est-il possible que l'implantation aux protons diminuent effectivement la concentration d'impuretés peu profondes conduisant ainsi plutôt à une légère augmentation de la mobilité des photoporceurs, tel que suggéré dans la référence [48]? Il faudrait faire une mesure indépendante de la mobilité des photoporceurs, pour les deux types de substrat, pour confirmer cette interprétation. Pour l'instant on peut simplement évoquer le fait que le modèle d'écrantage du champ de biais ( $E_{biais}$ ) utilisé est relativement simpliste : la précision des valeurs de la mobilité est certainement réduite dans la limite où les variations spatiales du champ et de la distribution des charges en présence de ce champ externe sont grandes. Par ailleurs, mentionnons que dans le cas du GaAs volumique de bonne qualité la mobilité électronique atteint  $8500 \text{ cm}^2 / (\text{V.s})$  : nos valeurs de mobilité dans du matériau semi-isolant (ou implanté et recuit) sont donc au moins 50 fois plus faible que celle du GaAs quasi-pur. Nos valeurs de mobilité sont toutefois plausibles considérant qu'il faut introduire des dopants supplémentaires dans le GaAs quasi-pur pour le rendre isolant. De plus, on sonde ici le transport des charges en surface du dispositif, qui contient plus de pièges que dans le volume.

Gap ( $\mu\text{m}$ )	Rapports des amplitudes tirées de la modélisation des courbes de la figure 3.8	Rapports des champs locaux calculés en assumant que $E_{\text{biais}} = \frac{V_{\text{biais}}}{d_{\text{gap}}}$
50	$\frac{A_{50}}{A_{80}} = 1,0$	1,25
80	$\frac{A_{120}}{A_{80}} = 0,8$	0,89

**TABLE 3.3** Tableau comparant les rapports des amplitudes et des champs locaux pour les antennes THz émettrices fabriquées sur GaAs :H et recuit

Le tableau 3.3 compare les rapports des valeurs des amplitudes  $A$ , tirées de la procédure d'ajustement de courbes, et des champs locaux pour les différentes antennes fabriquées sur substrats de GaAs :H et recuit. Dans l'approximation d'un champ  $E$  constant entre les électrodes, ces valeurs de champ devraient être de 7, 5,6 et 5 kV/cm pour les antennes 50, 80 et 120  $\mu\text{m}$  fabriquées sur GaAs :H, respectivement. L'antenne 50  $\mu\text{m}$  fabriquée sur GaAs-SI devrait avoir un champ de polarisation de 2 kV/cm. En prenant l'antenne de 80  $\mu\text{m}$  comme référence, on note que les rapports des amplitudes et des champs locaux sont presque comparables, ce qui montre que l'amplitude du champ THz émis est bien proportionnelle au champ électrique appliqué.

### 3.2.7 Effet du substrat implanté et non implanté sur le signal THz émis

La figure 3.9 a) compare des signaux obtenus pour deux antennes (de 50  $\mu\text{m}$  de gap, chacune) fabriquées sur deux types de substrat (GaAs-SI et GaAs :H et recuit). Notons que nous avons multiplié par 2 la courbe en trait pointillé (antenne 50  $\mu\text{m}$  sur GaAs-SI) afin de tenir compte de la différence de champ de biais. Pour une même tension de polarisation de 30 V correspondant à un champ de biais de 6 kV/cm, et en supposant que ce champ est uniforme entre les électrodes, le rapport des amplitudes est de 0,7 (fig. 3.9 a). Pour expliquer ce résultat, nous avons fait des simulations numériques du champ théorique attendu en prenant les caractéristiques trouvées pour les deux types de substrat (temps de vie et mobilité, voir paragraphe 3.1.1). Les résultats de ces simulations sont présentés à la figure 3.10. Sur cette figure sont illustrés le profil temporel de l'impulsion laser (figure à gauche, courbe en bleue), la décroissance exponentielle de la densité de porteurs pour le GaAs :H et recuit (figure à gauche, courbe en orange), la décroissance exponentielle de la densité de porteurs pour le GaAs-SI (figure à gauche, courbe en vert), les variations temporelles de la densité de photocourant (figure au milieu) et du champ térahertz (figure à droite) obtenues pour les deux types de substrat (GaAs :H et recuit et GaAs-SI). Toutes ces simulations ont

été faites à l'aide du logiciel Mathematica et des expressions suivantes :

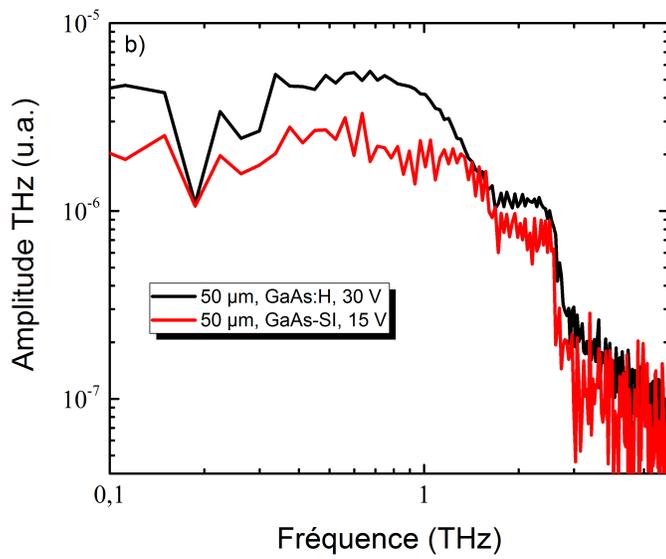
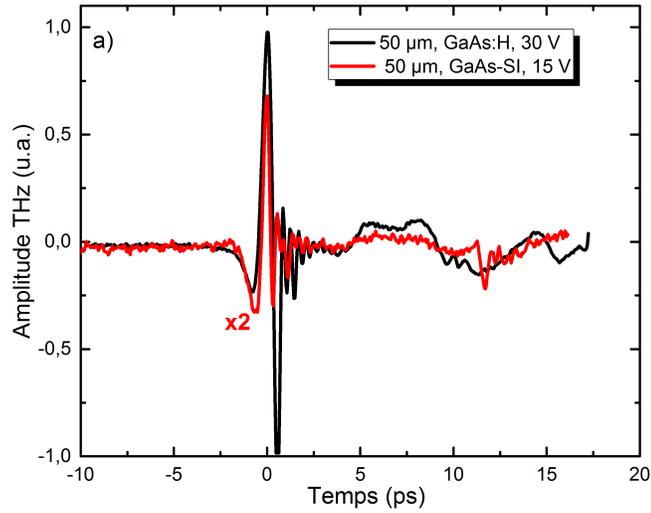
$$P(t_p) = \text{sech}^2\left[2 \log(1 + \sqrt{2}) \frac{t_p}{t_l}\right], \quad (3.7)$$

$$N_{1,2}(t_p) = P(t_p) \exp\left(-\frac{t_p}{t_{d_{1,2}}}\right), \quad (3.8)$$

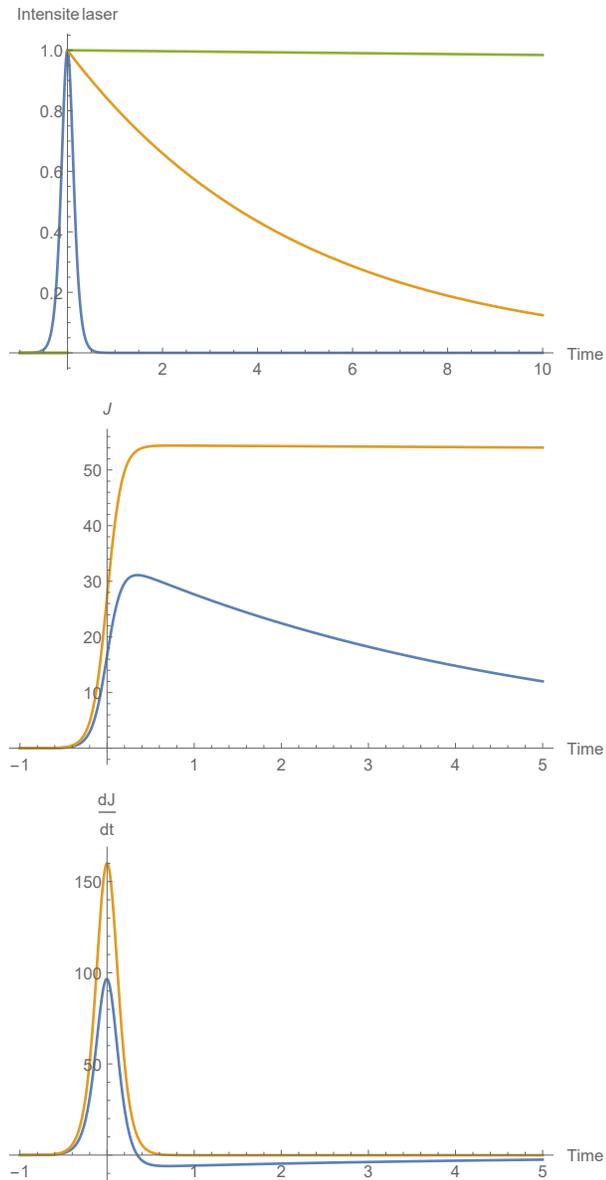
$$J_{1,2}(t) = P(t_p) N_{1,2}(t_p) \mu_{1,2}, \quad (3.9)$$

où  $P(t_p)$  est le profil temporel du pulse laser,  $N_{1,2}(t_p)$  correspond à la fonction de réponse de la densité de porteurs pour le GaAs :H et GaAs-SI, respectivement et  $J_{1,2}(t)$  représente la fonction de réponse de la densité de courant pour le GaAs :H et GaAs-SI, respectivement. Dans cette simulation, nous avons utilisé les valeurs de temps de vie des photopoteurs tirées des mesures de photoconductivité (paragraphe 3.1.1, fig. 3.1 c)) pour les deux types de substrat, soit un temps de vie des photopoteurs  $t_{d_1} = 4,8$  ps et une mobilité des porteurs de  $\mu = 100$  cm<sup>2</sup>/(V.s) pour le GaAs :H et recuit, et pour le GaAs-SI, un temps de vie des photopoteurs  $t_{d_2} = 630$  ps et une mobilité des porteurs de  $\mu = 160$  cm<sup>2</sup>/(V.s) (on a considéré ici un ratio de 1,6 entre les valeurs de mobilités tirées des courbes de photoconductivité). La largeur d'impulsion laser  $t_l = 0,3$  ps.

Nous observons une montée rapide du photocourant suivi d'une décroissance exponentielle qui dépend du temps de vie des photopoteurs et de la mobilité des porteurs de charge au sein du matériau pour chaque type de substrat (GaAs :H et recuit et GaAs-SI). Le ratio des amplitudes des champs THz issus de la simulation (fig. 3.10) est de 1,6. Nous observons un désaccord entre ces deux rapports des amplitudes (expérimental et simulation) d'environ 2,3. Cela pourrait être dû à une augmentation plus importante du champ local près de l'anode du dispositif pour le cas du substrat implanté à cause de la nature et de la densité des pièges qui seraient différentes pour les deux types de substrat.



**FIGURE 3.9** Comparaison des champs THz et spectres détectés pour deux antennes fabriquées sur deux types de substrats : GaAs :H et recuit et GaAs-SI. a) Formes temporelles, b) spectres. Pour l'antenne de GaAs-SI l'intensité du signal THz a été multipliée par 2 car  $E_{bi\grave{a}is}$  est 2 fois plus faible. Ainsi on peut plus facilement comparer l'effet du substrat sur l'amplitude du champ THz émis.



**FIGURE 3.10** De haut : profil temporel du pulse laser (courbe en bleue), réponse temporelle pour la densité de porteurs pour le GaAs :H (courbe en orange) et pour le GaAs-SI (courbe verte); au milieu : réponse temporelle pour la densité de photocourant pour le GaAs :H et pour le GaAs-SI (courbes bleue et orange, respectivement); en bas : variation temporelle du champ térahertz (attendu selon l'expression 1.11) pour le GaAs :H et pour le GaAs-SI (courbes bleue et orange, respectivement)

## Conclusion

Dans ce travail de maitrise, nous avons étudié les propriétés de deux types de matériau photoconducteur et les caractéristiques d'émetteurs de radiation THz pulsée fabriqués sur deux types de substrat. Ces substrats sont le GaAs :H et recuit et le GaAs-SI haute résistivité.

La résistivité de la couche volumique du substrat semi-isolant, mesurée par la méthode de van der Pauw, est de 118,9 M $\Omega$ .cm . Il n'a pas été possible d'extraire la résistivité de la couche mince de 1,5  $\mu$ m qui a été modifiée par notre procédé d'implantation ionique suivit d'un recuit thermique mais nous avons évoqué plusieurs mesures indirectes qui indiquent que la résistivité de cette couche modifiée est encore plus grande que celle du GaAs-SI. Le temps de vie des photoporteurs a été mesuré par photoconductivité résolue en temps, les valeurs obtenues sont 4,8 ps pour le GaAs :H et recuit et 630 ps pour le GaAs-SI. Les défauts non radiatifs présents dans la couche de GaAs :H sont responsables de cette réduction du temps de vie des photoporteurs. Ces valeurs sont conformes à ce que l'on attend de ce type de substrat.

Les antennes étudiées correspondent à des structures de type micro-ruban métallique coplanaire. Une série de 4 antennes avec espacement inter-électrodes de 30, 50, 80 et 120  $\mu$ m a été fabriquée sur chaque substrat. Les caractéristiques de chacune de ces antennes ont été obtenues à l'aide d'un banc de spectroscopie THz dans le domaine temporel utilisant un principe de détection par échantillonnage E-O dans un cristal de ZnTe.

Chacune des antennes produit des impulsions THz ultrabrèves dont le contenu en fréquence s'étend typiquement sur une largeur de bande de 3 THz. L'allure des traces a été expliquée à l'aide d'un modèle simple de rayonnement de photoporteurs accélérés par le champ électrique externe appliqué entre les électrodes du dispositif. On note une légère amélioration de la largeur de bande pour des antennes à petit gap (30 et 50  $\mu$ m). Etrangement, nous avons mesuré une amplitude du signal THz plus grande pour les antennes fabriquées sur le substrat GaAs :H et recuit (environ un facteur 1,4). Dans le but de mieux comprendre cet effet, nous avons étudié l'influence de divers paramètres expérimentaux

sur les caractéristiques des antennes fabriquées sur ces deux types de substrats.

Les mesures des courbes I-V en obscurité nous ont permis de noter un régime sous-linéaire à faible tension pour toutes les antennes fabriquées sur GaAs :H qui pourrait être lié à une augmentation graduelle de la charge d'espace liée aux pièges chargés négativement en proximité de l'anode. On observe un régime linéaire à plus haute tension. Un régime linéaire est bien visible à faible tension pour le GaAs-SI, suivit d'augmentations subites du courant à certaines tensions de seuil associées à un changement de régime de conduction qui survient lorsqu'une catégorie de pièges devient totalement remplie. Les légères différences de comportement entre les courbes I-V doivent être corrélées à des différences dans la densité et la nature des pièges profonds présents dans les deux types de substrats. Les courbes I-V sous illumination montrent que le photocourant est d'abord plus important pour le GaAs-SI que celui observé pour les antennes fabriquées sur GaAs :H, ce qui est cohérent avec le fait que la mobilité des porteurs est plus grande dans ce type de substrat.

L'étude de l'effet de la position du faisceau laser d'excitation entre les électrodes de l'antenne sur l'amplitude du champ THz émis nous a fait comprendre que celui-ci était élevé quand le faisceau laser d'excitation laser était positionné en proximité de l'anode. Cela est lié à un fort champ électrique se développant près de l'anode à cause de l'ionisation des pièges. Nous n'avons pas vérifié cet effet pour les antennes sur substrat GaAs-SI, ce qui pourrait d'ailleurs être intéressant pour les travaux à venir.

Pour l'évolution du champ THz émis en fonction de la tension, nous avons observé pour toutes les antennes fabriquées sur GaAs :H et GaAs-SI, des comportements en loi de puissance avec un exposant compris entre 1 et 2 en fonction de la tension, et une légère saturation à haute tension. Nous en avons conclu que cette saturation est due soit à la réduction de la mobilité des électrons suite à la diffusion inter-vallées, soit à la présence de résistance de contacts ou à l'échauffement du matériau qui se traduit par une réduction de la mobilité des porteurs.

Par ailleurs, nous avons vu que le champ d'écrantage associé au dipôle induit par la séparation des paires électron-trou dans le champ électrique régnant au niveau de la région éclairée est responsable d'une saturation du champ THz émis à plus forte puissance d'excitation laser. Le lissage des données expérimentales nous a permis d'extraire des informations sur la mobilité des électrons pour les deux types de substrat. Celle-ci varie autour de  $100 \text{ cm}^2(\text{V.s})^{-1}$  pour le GaAs :H et recuit et de  $89 \text{ cm}^2(\text{V.s})^{-1}$  pour le GaAs-SI ce qui est différent de ce que nos mesures de photoconductivité résolue en temps suggèrent comme variation de mobilité entre les deux types de substrat. Ce désaccord peut être relié aux limitations du modèle d'écrantage utilisé. Celui-ci peut donner des valeurs erronées de mobilité

dans la limite où le champ électrique local varie rapidement en fonction de la position dans la zone éclairée près de l'anode et que cette distribution spatiale du champ peut varier d'un substrat à l'autre.

Nous soulignons que dans ce travail, certains comportements des antennes sur nos deux substrats n'ont pas été compris ; entre autre, le comportement sous-linéaire observé à bas champ pour l'antenne  $80 \mu\text{m}$  fabriquée sur substrat de GaAs :H et recuit. Nous n'avons pas pu obtenir la vraie valeur de la résistivité de la couche implantée, ce qui nécessiterait de faire des simulations du transport, vu que le contact ohmique ne diffuse pas sur toute l'épaisseur du substrat. Il serait aussi intéressant dans les prochains travaux de faire une expérience avec un cristal E-O (détecteur THz) encore plus mince pour mettre en évidence l'effet de l'élargissement du contenu en fréquences quand l'espace inter-électrode diminue. Nous avons aussi fabriqué une série d'antennes inter-digitées sur substrat de GaAs-SI que malheureusement nous n'avons pas eu le temps de caractériser. Nous espérons qu'une fabrication de ce type d'antennes sera aussi faite sur substrat de GaAs :H et recuit afin d'en comparer les caractéristiques physiques avec celles fabriquées sur substrat de GaAs-SI. Cette interprétation devrait être validée par une étude plus exhaustive des antennes fabriquée sur GaAs-SI.

Ce travail a permis de confirmer certains faits expérimentaux déjà observés mais maintenant mieux compris. Plusieurs observations tendent en effet à confirmer que le procédé d'implantation et de recuit thermique mis au point à l'Université de Sherbrooke affecte effectivement la densité de la nature des pièges profonds dans le substrat de GaAs-SI. L'ionisation et le chargement de ces pièges en proximité de l'anode du dispositif sont responsables de l'augmentation significative du champ THz émis lorsqu'on focalise le faisceau d'excitation laser en proximité de cette électrode. Tout indique que les différences observables entre les caractéristiques électriques et d'émission THz, des antennes fabriquées sur les deux types de substrat, soient aussi reliées aux différences dans la densité et la nature de ces pièges profonds. Des mesures capacitives de type spectroscopie de pièges profonds (ou DLTS pour Deep Level transient spectroscopy) permettraient de confirmer cette interprétation de nos résultats, mais nous n'avons malheureusement pas accès à un tel système de mesures à Sherbrooke.

Par ailleurs, il est intéressant de remarquer que les caractéristiques de nos émetteurs THz basés sur substrat GaAs :H se comparent avantageusement à ceux fabriqués sur substrat de GaAs cru à basse température (largeur de bande d'environ 3 THz et dynamique du signal d'environ 2 ordres de grandeur). L'intérêt du procédé de fabrication est qu'il est très reproductible, relativement "bas coût", et qu'il permet d'obtenir un seuil de dommage en tension de polarisation relativement élevée (du moins pour les antennes à espace inter-

électrodes de 80  $\mu\text{m}$  et 120  $\mu\text{m}$ ). La passivation de la surface des émetteurs et l'utilisation de motifs à électrodes inter-digitées pourraient également permettre des améliorations au niveau des caractéristiques des émetteurs. Finalement toutes ces technologies sont applicables aussi à la fabrication de bons détecteurs THz de type antenne photoconductrice.

## Annexe A

# Annexe A

## A.1 Étapes de fabrication des antennes photoconductrices émettrices

---

### A.1.1 Nettoyage des échantillons

Il est crucial de nettoyer les échantillons avant toute fabrication dans le but d'enlever toute saleté (restes du clivage, particules en provenance de l'air ambiant ou du matériel de manipulation, etc.) pouvant influencer les propriétés physiques des antennes. Cette étape a été faite aux salles propres du Département de physique de l'Université de Sherbrooke. Pour le nettoyage, nous avons procédé aux différents trempages des échantillons dans des bains successifs de l'OptiClear, de l'acétone, d'isopropanol et de l'eau pendant 5 minutes chacun. Un bain d'ultrasons a été aussi utilisé pour augmenter l'efficacité du nettoyage. Après toutes ces étapes, les échantillons sont séchés à l'azote.

### A.1.2 Photolithographie

La photolithographie, comme tout autre technique de lithographie, permet de former un masque de résine à la surface d'un substrat semi-conducteur pouvant être utilisé par la suite pour les procédés d'attaque chimique, de métallisation, d'implantation ionique et autres. Ce procédé consiste à déposer une couche mince de résine photosensible (polymère dont les liaisons chimiques sont soit renforcées (résine dite négative) soit brisées (résine dite positive) lors d'une exposition aux rayons UV à la surface du substrat. Puis on expose certaines régions du substrat de façon sélective, à une illumination intense d'ultraviolets (figure 2.2). L'appareil utilisé est le SF-100XPRESS.

A cet effet, on utilise une aligneuse de masque qui permet de disposer le masque de quartz sur lequel le motif à former a été transféré. Le substrat recouvert de résine est mis en contact avec le masque et on illumine l'ensemble avec une lampe ultraviolette intense par le dessus. Ainsi, la résine n'est exposée aux ultraviolets que dans les régions transparentes du masque. La dernière étape consiste à procéder au développement dans un solvant approprié afin de dissoudre la résine exposée [23]. Les étapes de la photolithographie sont :

- La déshydratation consiste en un dépôt du substrat sur une plaque chauffante à une température supérieure à 100° C pour retirer toute humidité et augmenter l'adhérence de la résine.
- Le revêtement consiste à étaler sur un échantillon une couche de résine photosensible de manière uniforme et contrôlée. Nous avons étalé deux couches de résine positive (où les zones exposées sont sans résine après développement et celles non exposées restent) sur notre échantillon : une couche de LOR5A de 400 nm d'épaisseur et une couche de S1813 de 500 nm d'épaisseur, avec un taux de vitesse d'étalement de 4000 par minute pour toutes les deux recettes. L'étalement a été fait par centrifugation où l'échantillon est déposé sur un support tournant sur lequel un vide est créé pour son maintien. Quelques gouttes de résine sont mises sur l'échantillon à l'aide d'une pipette. Cependant, la force centrifuge permet à la résine de s'étendre de façon uniforme sur toute la surface de l'échantillon. Chaque étalement était suivi d'un recuit sur une plaque chauffante pour sécher et durcir les résines. Ainsi, pour LOR5A, le recuit est fait à 175° C pendant 10 minutes et à 130° C durant 1 minute et 30 secondes pour le S1813.
- Pour l'exposition, les résines ont été exposées à un rayonnement de lumière ultraviolette à travers un masque conçu par le logiciel de dessin Autocad pendant 1 minute et 80 secondes pour chaque fenêtre d'exposition.
- Après l'exposition, c'est le développement. Il s'agit d'une immersion des résines dans un bain de développeur pendant 5 minutes, dans notre cas, du MF319 a été employé. Cette étape permet de révéler l'image par dissolution de la couche photosensible. Puis un rinçage à l'eau a été fait suivi d'un séchage à l'azote. Enfin, nous avons passé au nettoyage de la surface de l'échantillon par plasma d'oxygène à une puissance de 75 Watts pendant une minute. Cela permet d'éliminer les résidus organiques sur la surface de l'échantillon.

### A.1.3 Dépôt métallique et soulèvement

Le dépôt métallique à la surface de l'échantillon a été fait dans les salles propres de l'Université de Sherbrooke, Département de Physique. Il consistait en une évaporation de 6 couches de métaux à savoir Ni (10 nm), Ge (15 nm), Au (70 nm), Ge (15 nm), Ni (25 nm) et Au (150 nm) successivement. Ce dépôt provient de la nécessité de la diffusion de l'or par recuit dans le volume de l'échantillon pour donner naissance à des contacts ohmiques et une faible résistivité sur toute la surface des électrodes. Il permet aussi une meilleure adhérence de l'or sur la surface de l'échantillon. Et puis, nous avons passé à l'immersion de l'échantillon dans un solvant, le Remover 1165 pendant plus de 15 heures . Après, c'est l'étape du soulèvement des résines. Il s'agit d'enlever le métal en suspension dans le liquide en soufflant avec une pipette à l'aide du solvant. Puis, on immerge l'échantillon successivement dans l'acétone, l'isopropanol et l'eau. Et enfin, l'échantillon est séché à l'azote.

## Bibliographie

- [1] Jean-Louis, C. *Optoélectronique terahertz*. EDP Sciences, (2008).
- [2] Patin, B. *Matériaux et Dispositifs optoélectroniques pour la génération et la détection de signaux THz impulsions par photocommutation à 1, 55 $\mu$ m*. PhD thesis, Université de Grenoble, (2013).
- [3] Armand, D. *Application de la spectroscopie térahertz à la détection de substances sensibles*. PhD thesis, Grenoble, (2011).
- [4] Wallace, V. P., Taday, P. F., Fitzgerald, A. J., Woodward, R. M., Cluff, J., Pye, R. J., and Arnone, D. D. *Faraday Discussions* **126**, 255–263 (2004).
- [5] Coutaz, J., Garet, F., Gaborit, G., Duvillaret, L., and IMEP-LAHC, S. d. C. *REVUE DE L ELECTRICITE ET DE L ELECTRONIQUE* **9**, 29 (2007).
- [6] Shen, Y., Upadhyaya, P., Linfield, E., Beere, H., and Davies, A. *Applied physics letters* **83**(15), 3117–3119 (2003).
- [7] Hale, P., Madeo, J., Chin, C., Dhillon, S., Mangeney, J., Tignon, J., and Dani, K. *Optics express* **22**(21), 26358–26364 (2014).
- [8] Winnerl, S. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* **33**(4), 431–454 (2012).
- [9] Van Exter, M. and Grischkowsky, D. *Applied Physics Letters* **56**(17), 1694–1696 (1990).
- [10] Fattinger, C. and Grischkowsky, D. *Applied Physics Letters* **54**(6), 490–492 (1989).
- [11] Tani, M., Matsuura, S., Sakai, K., and Nakashima, S.-i. *Applied optics* **36**(30), 7853–7859 (1997).
- [12] Yano, R., Gotoh, H., Hirayama, Y., Miyashita, S., Kadoya, Y., and Hattori, T. *Journal of applied physics* **97**(10), 103103 (2005).
- [13] Harde, H. and Grischkowsky, D. *JOSA B* **8**(8), 1642–1651 (1991).
- [14] Dykaar, D., Greene, B., Federici, J., Levi, A., Pfeiffer, L., and Kopf, R. *Applied physics letters* **59**(3), 262–264 (1991).
- [15] McIntosh, K., Brown, E., Nichols, K., McMahon, O., DiNatale, W., and Lyszczarz, T. *Applied physics letters* **69**(24), 3632–3634 (1996).
- [16] Shen, Y., Upadhyaya, P., Linfield, E., Beere, H., and Davies, A. *Applied physics letters* **83**(15), 3117–3119 (2003).
- [17] Shen, Y., Upadhyaya, P., Beere, H., Linfield, E., Davies, A., Gregory, I., Baker, C., Tribe, W., and Evans, M. *Applied Physics Letters* **85**(2), 164–166 (2004).

- [18] Upadhyya, P. C., Fan, W., Burnett, A., Cunningham, J., Davies, A. G., Linfield, E. H., Lloyd-Hughes, J., Castro-Camus, E., Johnston, M. B., and Beere, H. *Optics letters* **32**(16), 2297–2299 (2007).
- [19] Kono, S., Tani, M., Gu, P., and Sakai, K. *Applied Physics Letters* **77**(25), 4104–4106 (2000).
- [20] Liu, T.-A., Tani, M., Nakajima, M., Hangyo, M., and Pan, C.-L. *Applied physics letters* **83**(7), 1322–1324 (2003).
- [21] Petrov, B., Fekecs, A., Sarra-Bournet, C., Arès, R., and Morris, D. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* **6**(5), 747–753 (2016).
- [22] Salem, B., Morris, D., Salissou, Y., Aimez, V., Charlebois, S., Chicoine, M., and Schietekatte, F. *Journal of Vacuum Science & Technology A* **24**(3), 774–777 (2006).
- [23] Salissou, Y. *Détecteurs de radiation terahertz pulsée*. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, (2005).
- [24] Bigourd, D. *Etude et détection de polluants atmosphériques dans le domaine THz*. Université du Littoral Côte d’Opale, (2006).
- [25] Zhang, X.-C. and Xu, J. *Introduction to THz wave photonics*, volume 29. Springer, (2010).
- [26] Wojdyla, A. *Polarisation des impulsions térahertz et développement de l’imagerie par réflexion interne totale pour l’étude d’objets d’intérêt biologique*. PhD thesis, Ecole Polytechnique X, (2011).
- [27] Shaposhnikov. *Electrodynamique classique*. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, (2009).
- [28] Turchinovich, D. *Study of ultrafast polarization and carrier dynamics in semiconductor nanostructures : a THz spectroscopy approach*. PhD thesis, Ph. D. Thesis, University of Freiburg, (2004).
- [29] Taylor, A., Benicewicz, P., and Young, S. *Optics letters* **18**(16), 1340–1342 (1993).
- [30] Hou, L., Shi, W., and Chen, S. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **19**(1), 8401305–8401305 (2013).
- [31] Ropagnol, X. *Développement d’une source de radiation térahertz (THz) intense et mise en forme d’impulsions THz à partir d’une antenne de grande ouverture de ZnSe*. PhD thesis, Université du Québec, Institut national de la recherche scientifique, (2013).
- [32] St-Arnaud, K. *Traitements de passivation des surfaces de l’arséniure de gallium et impact sur les propriétés électro-optiques de ce matériau*. Université de Sherbrooke, (2015).
- [33] Dreyhaupt, A., Winnerl, S., Dekorsy, T., and Helm, M. *Applied Physics Letters* **86**(12), 121114 (2005).
- [34] Beaudoin, A. *Etude de la dynamique des porteurs dans des nanofils de silicium par spectroscopie térahertz*. Université de Sherbrooke, (2013).
- [35] Savard, S., Allard, J.-F., Bernier, M., Petersen, J., Dodge, J., Fournier, P., and Morris, D. *Journal of Applied Physics* **108**(12), 124507 (2010).
- [36] Cieślinski, J. L. *Thin Solid Films* **522**, 314–317 (2012).
- [37] Lampert, M. A. and Mark, P. *Current injection in solids*. Electrical science series. Academic Press, New York, NY, (1970).

- [38] Lampert, M. A. *Reports on Progress in Physics* **27**(1), 329 (1964).
- [39] Chang, M., Lee, C., Hou, L., Vahrenkamp, R., and Kirkpatrick, C. *Applied Physics Letters* **44**(9), 869–871 (1984).
- [40] Horio, K. and Kusuki, H. *IEEE electron device letters* **13**(10), 541–543 (1992).
- [41] Cui, H., Yang, H., Xu, J., Yang, Z., and Yang, Y. *IEEE Electron Device Letters* (2016).
- [42] Eizenberg, M. and Hovel, H. J. *Journal of applied physics* **69**(4), 2256–2263 (1991).
- [43] Derhacopian, N. and Haegel, N. M. *Phys. Rev. B* **44**, 12754–12760 Dec (1991).
- [44] Ralph, S. E. and Grischkowsky, D. *Applied physics letters* **59**(16), 1972–1974 (1991).
- [45] Keil, U., Dykaar, D., Kopf, R., and Darack, S. *Applied physics letters* **64**(24), 3267–3269 (1994).
- [46] Keil, U. and Dykaar, D. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **32**(9), 1664–1671 (1996).
- [47] Gosselin, M.-C. *Méthode non-invasive de détection électro-optique dans l'arséniure de gallium et potentiel d'application au régime du terahertz*. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, (2006).
- [48] Salem, B., Morris, D., Aimez, V., Beerens, J., Beauvais, J., and Houde, D. *Journal of Physics : Condensed Matter* **17**(46), 7327 (2005).