



HAL
open science

Fabrication d'un modulateur THz à base de méta-surfaces photo-générées

Julien Guise

► **To cite this version:**

Julien Guise. Fabrication d'un modulateur THz à base de méta-surfaces photo-générées. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Montpellier, 2023. Français. NNT : 2023UMONS076 . tel-04579499

HAL Id: tel-04579499

<https://theses.hal.science/tel-04579499>

Submitted on 17 May 2024

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

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

THÈSE POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

En spécialité électronique

École doctorale Information Structures et Systèmes (I2S)

Unité de recherche UMR5214 (IES)

MODULATEUR TÉRAHERTZ COMMANDÉ OPTIQUEMENT

Présentée par Julien Guise

le 18 décembre 2023

Sous la direction de Thierry Taliercio
et Stéphane Blin

Devant le jury composé de

Jean-François Roux, Professeur, IMEP-LAHC, Le Bourget du Lac

Jean-François Lampin, Directeur de recherche, IEMN, Villeneuve d'Ascq

Juliette Mangeney, Directrice de recherche, LPENS, Paris

Sarah Houver, Maître de conférences, MPQ, Paris

Jean-Michel Manceau, Chargé de recherche, C2N, Palaiseau

Emmanuel Centeno, Professeur, Institut Pascal, Clermont-Ferrand

Thierry Taliercio, Professeur, IES, Montpellier

Stéphane Blin, Maître de conférence, IES, Montpellier

Rapporteur

Rapporteur

Examinatrice

Examinatrice

Examineur

Examineur

Directeur de thèse

Directeur de thèse



UNIVERSITÉ
DE MONTPELLIER

*"Craindre l'erreur et craindre la vérité est une seule et même chose.
Celui qui craint de se tromper est impuissant à découvrir."
Alexander Grothendieck, Récoltes et semailles.*

Table des matières

1	Introduction générale	13
2	La technologie THz	17
2.1	Le contexte du domaine THz	17
2.2	Les sources et détecteurs THz	21
2.3	Les composants THz	23
2.3.1	Les composants passifs	23
2.3.2	Les composants actifs : focus sur les modulateurs	24
2.3.3	Les modulateurs THz d'amplitude contrôlés optiquement	28
3	Interaction THz-matière sans pompage optique	31
3.1	Modélisation de l'effet des porteurs libres sur le THz	31
3.1.1	Développement du modèle de la permittivité	31
3.1.2	Effets des charges libres sur la transmission THz	34
3.1.3	Transmission THz d'échantillons d'InAs sur substrat GaAs	38
3.1.4	Propagation des ondes électromagnétiques & matrices S	39
3.2	Caractérisations d'échantillons en transmission	44
3.2.1	Banc expérimental statique	44
3.2.2	Stabilité du banc expérimental THz	45
3.2.3	Présentation du protocole de mesure	48
3.2.4	Résultats des mesures de transmission et estimation du dopage	51
3.3	Intérêt de la technique pour la mesure dopage	52
3.3.1	Etat de l'art des techniques de mesure de dopage	52
3.3.2	Comparaison aux mesures industrielles	55
3.4	Conclusions sur l'interaction THz-matière sans pompage optique	56
4	Mesures pompe-sonde infrarouge-THz en régime continu	57
4.1	Pompe optique à 1064 nm	57
4.1.1	Processus d'absorption et photo-génération	58
4.1.2	Diffusion des charges en excès	60
4.1.3	Modèle simplifié de la photo-génération des porteurs en excès	62

4.2	Mesures des densités de charges générées en fonction de la puissance optique P_{opt}	64
4.3	Modulation de la pompe optique	65
4.3.1	Banc expérimental dynamique	66
4.3.2	Principe de modulation du THz	66
4.3.3	Limitation de la bande passante par le temps de vie τ_{eff}	67
4.3.4	Mesures de bandes passantes	68
4.4	Théorie du temps de vie effectif des porteurs en excès	70
4.4.1	Présentation des contributions des différents temps de vie	70
4.5	Caractérisation du temps de vie en fonction de la puissance optique	73
4.5.1	Mesures simultanées du temps de vie et de densité des porteurs	73
4.5.2	État de l'art des méthodes de mesure de temps de vie	77
4.6	Conclusions sur les mesures pompe-sonde IR-THz en régime continu	80
5	Modulateur THz commandé par optique	81
5.1	Principe général	81
5.1.1	Interrupteur métal-diélectrique commandé par l'optique	81
5.1.2	Effet de l'épaisseur de la couche active en InAs	83
5.2	Motivations	85
5.2.1	Choix de la longueur d'onde de pompe optique	85
5.2.2	Diminutions des tailles de faisceaux optique et THz	86
5.2.3	Utilisation d'un substrat de GaAs	88
5.3	Intégration du modulateur commandé par l'optique	89
5.3.1	Intégration en guides d'ondes THz WR 1.0	89
5.3.2	Intégration de la pompe optique fibrée à 1064 nm	90
5.4	Performances	94
5.4.1	Pertes d'insertions	94
5.4.2	Optimisation des pertes d'insertion	97
5.4.3	Profondeur de modulation	100
5.4.4	Bande passante de modulation	102
5.4.5	Augmentation de la bande passante	104
5.4.6	Synthèse des performances	106
5.5	Conclusions sur le modulateur THz commandé par optique	108
6	Conclusion générale	111
7	Perspectives	115
	Annexes	121
A	Méthode numérique des différences finies pour le calcul de $\delta n(z)$	123

B	Étude de la transmission Fabry-Perot des échantillons InAs/GaAs	127
C	Étude thermique de la structure InAs/GaAs	135
D	Optimisation de la bande passante THz	137
E	Effet des recombinaisons de surface	139
F	Calcul des erreurs quadratiques pour l'estimation du dopage résiduel	141
G	Méthode du couteau pour la mesure de w_{opt}	143
H	Calcul métrologique sur l'erreur liée à l'estimation de f_c	146
I	Notes sur : calcul du profil spatial du taux de génération dans l'InAs	148

Table des figures

2.1	Le "gap" technologique THz dans le spectre électromagnétique	18
2.2	Cycle Gartner de la "hype" de la technologie THz	19
2.3	Présentation de différents modulateurs THz	27
2.4	Tableau de motivation sur le choix du semi-conducteur	29
3.1	Parties réelle et imaginaire de la permittivité THz de l'InAs	34
3.2	Parties réelle et imaginaire de l'indice de l'InAs	35
3.3	Réflexion et transmission théoriques de l'InAs	36
3.4	Coefficient d'absorption linéique THz en fonction du dopage	37
3.5	Transmissions Fabry-Perot théoriques des échantillons InAs/GaAs	39
3.6	Diagramme des amplitudes des ondes électromagnétiques se propageant dans une bi-couche InAs/GaAs (à gauche, la notation des matrices associées aux interfaces et couches, à droite, les différents modes de polarisation de l'onde).	40
3.7	Banc expérimental THz en transmission	44
3.8	Spectres en transmission du banc THz à vide	46
3.9	Instabilités des spectres de la source THz	46
3.10	Mesures expérimentales liées au substrat de GaAs	48
3.11	Transmission brutes du substrat et des échantillons	49
3.12	Ratios des transmissions THz permettant d'identifier le dopage	50
3.13	Dispersion des mesures de dopage liées à la reproductibilité et la stabilité	52
4.1	Flux de photon dans l'InAs et densité de porteur δn générée par ce flux	60
4.2	Ratios des transmissions THz en fonction de P_{opt}	65
4.3	Banc expérimental opto-THz de modulation de la transmission THz	66
4.4	Principe de modulation THz et limitation du temps de vie	67
4.5	Mesures des bandes passantes des trois échantillons	69
4.6	Principaux processus de recombinaisons des semi-conducteurs	70
4.7	Mesures simultanées de la densité d'électrons libres et du temps de vie	74
4.8	Evolution du temps de vie en fonction de la densité de porteurs en excès	75

5.1	Principe de modulation : état modulé	82
5.2	Profondeur de modulation théorique en fonction de l'épaisseur d'InAs . . .	83
5.3	Transmissions THz et densités de porteurs pompées et non-pompées en fonction de l'épaisseur d'InAs	84
5.4	Cartographie 2D de la profondeur de modulation en fonction de la puissance et du rayon de mode du faisceau IR	87
5.5	Photo du modulateur THz intégré commandé par optique et mode THz . .	89
5.6	Photographies du composant intégré et de la micro-lentille	90
5.7	Evolution du diamètre de spot optique en sortie de micro-lentille et optimisation de la position de la fibre micro-lentillée.	92
5.8	Pertes d'insertions en transmission des échantillons	95
5.9	Pertes d'insertion expérimentales et théoriques des 3 échantillons	96
5.10	Simulation CST des guides espacés	97
5.11	Simulation CST du guide THz avec réservation optique	98
5.12	Optimisation des pertes d'insertion par dopage compensé	99
5.13	Transmissions et spectre de transmission à 0,81 THz en fonction de P_{opt} .	100
5.14	Profondeurs de modulation en dB en fonction de P_{opt}	102
5.15	Profondeur de modulation et atténuation THz théoriques en fonction de P_{opt}	102
5.16	Bandes passantes expérimentales pour les 3 échantillons	103
5.17	Bande passante de l'échantillon compensé	104
5.18	Synthèse des performances du modulateur THz	107
7.1	Etude de G_{opt} avec la longueur d'onde	117
B.1	Représentation du modèle de la structure Fabry-Perot	127
B.2	Parties réelles et imaginaires des indices de réfraction de l'InAs pompé et non pompé et du GaAs	128
B.3	Transmissions théoriques de la structure InAs/GaAs	129
B.4	Évolution du coefficient de réflexion de l'interface InAs/GaAs et du terme de résonance de la cavité avec le pompage optique	130
B.5	Etude de la phase de la cavité InAs/GaAs en fonction du pompage optique	131
B.6	Évolution avec le pompage optique des coefficients de réflexion et transmission aux interface avec l'InAs	132
B.7	Décomposition des termes liés à l'amplitude transmise au travers de la structure InAs/GaAs	133
B.8	Décomposition des termes liés à la transmission et à la résonance du Fabry-Perot InAs/GaAs	134
B.9	Étude de la transmission analytique de la structure Fabry-Perot InAs/GaAs	134
D.1	Fonction de transmission du GaAs avec et sans couche anti-reflet	138

E.1	Profile de δn dans l'InAs en fonction des recombinaisons de surface . . .	139
F.1	Ratios des transmissions THz permettant d'identifier le dopage	141
F.2	Erreurs quadratiques sur le niveau de dopage	142
G.1	Méthode du couteau	144
G.2	Répartition transverse de l'intensité du mode optique	145
H.1	Mesures des bandes passantes des trois échantillons	146

Liste des tableaux

2.1	Tableau de l'état de l'art des sources THz	22
2.2	Tableau de l'état de l'art des détecteurs THz	22
2.3	Tableau de l'état de l'art des modulateurs THz récents	25
3.1	Synthèse des techniques de mesure de dopage	54
3.2	Synthèse des valeurs de dopage mesurées	56
4.1	Tableau des données numériques pour le calcul des densités en excès	64
4.2	Synthèse des valeurs de bande passantes et temps de vie mesurés	70
4.3	Synthèse des mesures de τ_{eff} et δn pour les trois échantillons	77
7.1	Tableau récapitulatif des performances modulateurs	115
7.2	Tableau des fréquences plasma écrantées de différents matériaux	119

Chapitre 1

Introduction générale

Les travaux présentés ici s'inscrivent dans un domaine de recherche intense mais pour l'heure encore très peu démocratisé : le domaine térahertz (THz). Ces travaux de thèse ont pour but la réalisation d'un composant capable de lever des verrous technologiques dans ce domaine : un modulateur d'amplitude intégré, rapide, efficace, peu coûteux, de faible consommation et fonctionnant dans une gamme de fréquences autour de 1 THz.

L'ensemble de ces travaux a été conjointement mené entre deux laboratoires de recherche ; l'Institut d'Électronique et des systèmes (IES) de l'université de Montpellier et l'Institut Pascal (IP) de l'université Clermont-Auvergne. Ces recherches ont été plus précisément orchestrées par trois équipes de recherche parmi ces laboratoires :

1. L'équipe PhoTéra (Photonique et TéraHertz), à l'IES, spécialisée dans le développement de sources THz cohérentes,¹ et les applications THz combinées à des approches photoniques.²
2. L'équipe nanoMIR (nano-structures pour le Moyen InfraRouge), à l'IES, spécialisée dans la conception de matériaux³ et de composants opto-électroniques pour le moyen infrarouge.⁴
3. L'équipe N2-Élena (Électromagnétisme et nano-photonique) à l'IP, spécialisée dans le développement de méthodes numériques pour l'étude de la manipulation de la lumière dans les cristaux et les méta-matériaux photoniques.⁵

Les différentes expertises de ces trois équipes de recherches ont alors orientées ces travaux vers un type de modulateur bien précis : un composant tout semi-conducteur, sub-longueur d'onde, commandé optiquement. Les propriétés électromagnétiques THz de ce composant sont simulées en amont avec les outils numériques de l'équipe N2-Élena. Le

matériau opto-électronique du modulateur est ensuite fabriqué par les installations d'épitaixie par jet moléculaire de l'équipe nanoMIR. La salle blanche de la Centrale Technique de la Micro-électronique (CTM) de l'université de Montpellier, situé à l'IES, permet ensuite de développer des procédés d'intégration sub-longueur d'onde. Le composant final est ensuite caractérisé avec les techniques optiques et THz de l'équipe PhoTéra.

Nous souhaitons maintenant présenter toutes les différentes étapes qui nous ont poussées à développer ce composant, de la motivation jusqu'à la conception. Pour ce faire, nous avons choisi de structurer ce manuscrit avec les chapitres suivants :

- **La technologie THz.** Nous décrirons ici le contexte du domaine THz, son intérêt en terme d'applications et nous ferons un état de l'art bref des sources et détecteurs qui permettent l'essor potentiel de la technologie THz. Ensuite, nous nous focaliserons plus précisément sur les composants THz actifs tels que les modulateurs. Nous présenterons donc l'état de l'art récent des modulateurs THz, leurs modes de fonctionnement ainsi que leurs performances, et montrerons en quoi un modulateur tout semi-conducteur à base de couches d'arséniure d'indium (InAs) sub-longueurs d'ondes est un candidat original et efficace en ce qui concerne la modulation d'amplitude des ondes THz par voie optique.
- **Interaction THz-matière sans pompage optique.** Nous présenterons ici la physique de l'interaction THz-matière dans l'InAs : les charges libres présentes dans le matériau interagissent fortement avec l'onde électromagnétique THz incidente et perturbent la transmission de cette onde au travers de la couche. Puisque l'onde THz est sensible à la densité de charges libres présente dans la couche d'InAs, nous présenterons alors la mise en place d'une méthode capable d'évaluer cette densité de charges à partir de mesures de transmissions. Cette méthode sans contact, non-destructrice et précise est innovante et permet de mesurer de faibles densités de charges libres ; un réel challenge dans le cas de l'InAs. Nous discuterons donc de l'intérêt de ce type de mesure par rapport aux techniques à l'état de l'art.
- **Mesures pompe-sonde infrarouge-THz en régime continu.** Nous présenterons dans ce chapitre comment nous pouvons moduler la transmission de l'onde THz au travers de l'InAs en y modulant la densité de charges libres, par le biais d'une pompe optique modulée. Cette modulation de la densité se fait en générant des porteurs libres en excès à partir de l'absorption de la pompe optique. Nous présenterons alors le principe de modulation ainsi que sa limite en terme de fréquence de modulation maximale, puisque cette dernière est étroitement liée au temps de vie des porteurs en excès. Ce temps de vie est un autre paramètre matériau in-

téressant et nous présenterons alors la mise en place d'une méthode capable de mesurer ce temps de vie, notamment grâce à l'étude dynamique sur la vitesse de modulation. Nous montrerons que les valeurs de temps de vie mesurées à température ambiante sont très faibles et que de telles mesures sont très rares, voire impossibles à réaliser avec les techniques couramment utilisées. Finalement, en reprenant la méthode développée dans le chapitre précédent nous montrerons que l'on peut réaliser l'étude de l'évolution du temps de vie des porteurs en fonction de leur densité, une première avec ce type de méthode THz.

- **Modulateur THz commandé par optique.** Ce chapitre est dédié au modulateur THz. Nous y présenterons d'abord le principe de base du modulateur, à savoir un interrupteur métal/diélectrique piloté par voie optique. Nous parlerons ensuite des motivations concernant l'intégration, les choix de matériaux et les choix pour le pompage optique avant de présenter la conception. Nous présenterons enfin la caractérisation du composant ainsi que ses performances finales telles que la profondeur de modulation, la bande passante de modulation et les pertes d'insertions. Des pistes pour améliorer les performances y sont aussi présentées.
- **Perspectives.** Nous discuterons ici plus en détail de la limite physique du modulateur : le produit gain \times bande = constante, qui établit un fait bien observé : une amélioration de la profondeur de modulation s'accompagne toujours d'une diminution de la bande passante de modulation. Nous tenterons alors de fournir des pistes permettant d'augmenter la "constante" du système pour repousser les performances du modulateur et d'ouvrir des perspectives quant à la généralisation de ce type de modulateur à d'autres fréquences THz.

Chapitre 2

La technologie THz

2.1 Le contexte du domaine THz

Avant propos : afin que cette thèse puisse être lue et examinée, il a d'abord fallu la rédiger et bien-sûr la corriger. Ce second processus a été en grande partie réalisé par mes encadrants de thèse. Parti au Canada et à Paris, les corrections se sont faites dans le train ou l'avion et l'accès WiFi à bord a grandement aidé, puis arrivés à destination la correction m'a été transmise par e-mail. Chacun d'eux ont ainsi utilisé des technologies de l'information permettant d'échanger ces données : ces technologies reposent par exemple sur le réseau sans-fil WiFi et sur le réseau internet très longue portée aujourd'hui constitué de fibres optiques.

En fait, nous utilisons tous ces technologies aujourd'hui. On peut par exemple énoncer sans trop d'erreur que toute personne lisant cette thèse a au moins eu accès à un réseau internet WiFi et/ou "fibré" pour télécharger ce manuscrit. Ces technologies de l'information reposent sur l'utilisation de différents types d'ondes électromagnétiques pour transmettre les données :

- On utilise les "micro-ondes" dans le cas des réseaux sans-fil WiFi, 5G, bluetooth, etc., afin de permettre des transferts de données sur de "courtes" distances et dans des zones de grande couverture.
- On utilise les "ondes infrarouge" dans le cas des réseaux internet FTTH ("Fiber To The Home") afin d'obtenir des transferts de données sur de très longues distances (de plusieurs km) pour des communications point-à-point, d'un serveur de fournisseur de vidéo à la demande jusqu'à la maison, par exemple.

Ces technologies sont maintenant bien établies et façonnent le monde moderne. Ce-

pendant, il existe un domaine à la jointure entre ces deux technologies, peu démocratisé et plutôt à l'état de recherche : le domaine des "ondes térahertz" (THz). Contrairement aux technologies que l'on peut avoir dans l'infrarouge avec la technologie télécom⁶ à 1550 nm ou la 5G utilisant des fréquences jusqu'à 26 GHz dans le domaine micro-onde,⁷ par exemple, il n'existe aujourd'hui pas de technologie THz autant répandue. C'est pour cette raison que le THz est depuis longtemps considéré comme un "gap" technologique.⁸ Les frontières qui délimitent le THz sont alors étroitement liées à ces deux domaines voisins. On se propose ici d'établir ces limites entre 0,3 et 10 THz. Cette gamme de fréquence est ainsi délimitée par :

- la fréquence d'opération maximale de l'électronique classique qui permet des applications micro-ondes : la technologie mature des transistors Si-CMOS peut opérer par exemple jusqu'à 300 GHz,⁹
- la longueur d'onde maximale d'émission des lasers lointain infrarouge : les QCLs émettent au-delà de 30 μm (QCL-THz).¹⁰

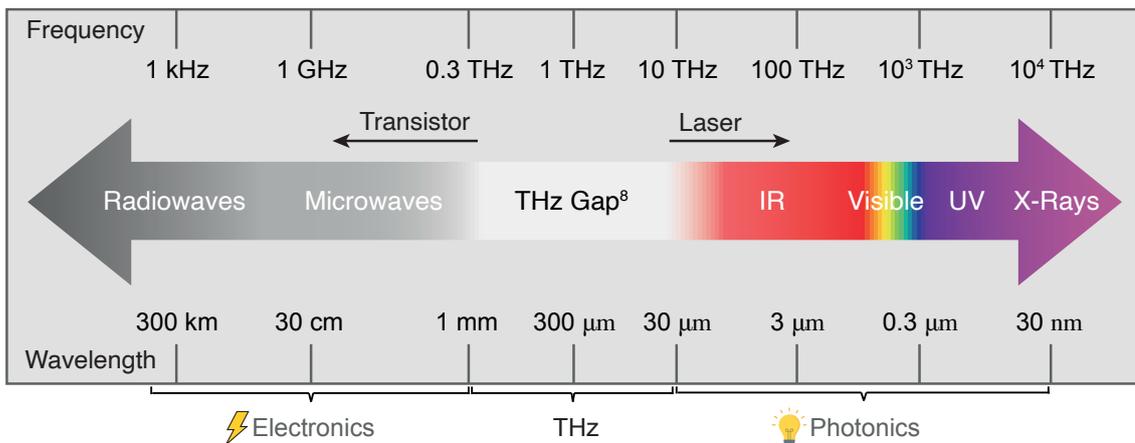


FIGURE 2.1 – Le "gap" technologique THz dans le spectre électromagnétique.

Ce "gap" THz est représenté sur la Fig. 2.1. De part sa proximité avec les technologies optiques à base de laser et des technologies micro-ondes à base de transistors ou de diodes Schottky, les technologies THz peuvent être développées avec des approches opto-électroniques, on parle donc d'opto-électronique THz.¹¹ Cela fait maintenant des années que la recherche dans le domaine THz est intense et il est important de noter que ce domaine a atteint une maturité plutôt récente.⁹ En effet, de façon assez commune à tout type de technologie, la technologie THz possède une histoire pouvant être décrite par le "cycle de la hype" présenté en Fig. 2.2 (modèle relativement fiable et éprouvé concernant les technologies modernes et établi par l'entreprise américaine Gartner Inc., spécialisée dans le conseil et la recherche dans le domaine des techniques avancées).

Les publications suivantes illustrent bien ce cycle : Siegel,¹² en 2003 et Schmuttenmaer,¹³ en 2004 (au sommet de l'engouement) ont souligné avec enthousiasme les possibilités et les promesses des technologies THz. Stöhr,¹⁴ en 2009 (début de la désillusion) a souligné le potentiel, mais avec une note de prudence, reconnaissant les défis de la mise en œuvre. Armstrong, en 2012 (creux des désillusions), dans un article intitulé "The Truth about Terahertz",¹⁵ a souligné les difficultés et les obstacles à l'applicabilité du THz. Hochrein,¹⁶ en 2015 (pente de consolidation) a réalisé une étude de marché, concluant que les technologies THz continueront à être de plus en plus acceptées et utilisées, bien que principalement dans des laboratoires de R&D et de mesures spécialisés. Enfin, dans un rapport récent de 2019 (plateau de productivité) Frost and Sullivan (société américaine de conseil, spécialisée dans les analyses et études de marchés) a inclus les capteurs THz dans le top 50 des technologies émergentes.¹⁷

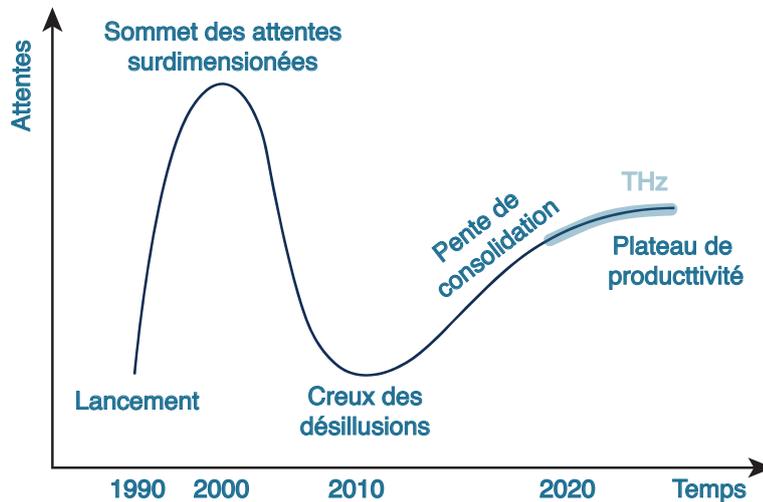


FIGURE 2.2 – Cycle de la "hype" de la technologie THz, selon Gartner Inc.

Si le domaine THz a été développé jusqu'ici c'est avant tout parce qu'il représente une ressource importante en matière de fréquences. En effet, le besoin d'augmentation des débit des communications mobiles pousse les technologies à se développer sur des fréquences de plus en plus grandes comme par exemple avec les passages progressifs de la 3G (0,9–2,1 GHz) vers la 5G (jusqu'à 26 GHz). Ce phénomène suit en fait le théorème de Shanon-Hartley :

$$C_{\text{cap}} = BW \times \log_2 \left(1 + \frac{S_W}{N_W} \right) \quad (2.1)$$

où C_{cap} est la capacité de transfert de données d'une chaîne de communication (exprimée en bits par seconde), S_W est la puissance du signal transmis, N_W la puissance du bruit de la transmission et BW est la bande passante fréquentielle du système de transmission. En augmentant la fréquence porteuse, on permet alors une augmentation de la

bande passante du canal qui soit assez grande pour couvrir des débits aussi grands que les signaux portés dans les fibres optiques. Cette tendance est observée dans les réseaux mobiles et plus particulièrement dans les smartphones et autres objets connectés qui peuvent alors fonctionner jusqu'à 26 GHz par exemple dans le cas de la 5G très haut débit. Par conséquent, les fréquences porteuses utilisées dans les futurs réseaux de communications ont tendance à se rapprocher du THz.⁹ Cependant, même si le vecteur (économique) principal de la technologie THz est lié aux applications de télécommunications, il n'en reste pas moins que le THz présente d'autres caractéristiques très intéressantes, lui permettant alors d'être un excellent candidat pour de nombreux domaines d'applications¹⁸⁻²¹ :

- **Spectroscopie** : les ondes du domaine THz possèdent de très faibles énergies allant de 1 à 40 meV. Ces faibles énergies présentent un intérêt pour l'étude spectroscopique de matériaux et de conformation de molécules car elles permettent d'exciter des modes de vibration et de rotation moléculaires²² ainsi que des particules et quasi-particules telles que des charges libres,²³ des excitons,²⁴ des polaritons,²⁵ autour d'un état d'équilibre. C'est pour ces raisons que la spectroscopie THz s'est fortement développée ces dernières années²⁶ et que l'on trouve par exemple aujourd'hui de nombreuses applications concernant l'étude de matériaux semi-conducteurs,²⁷ la spectroscopie de gaz²⁸ et la détection de cellules cancéreuses.²⁹ En effet, le THz est très fortement absorbé par l'eau et peut donc être utilisé pour déceler la présence de tumeurs (accumulation de cellules composées à plus de 80 % d'eau).
- **Imagerie** : ces mêmes faibles énergies font du THz un rayonnement non-ionisant capable de sonder la matière sans la détruire. Par conséquent, la plupart des matériaux diélectriques sont transparents au THz et la pénétrabilité de l'onde est alors excellente dans les milieux tels que les fibres textile,³⁰ le béton,³¹ le plastique³² et dans certains semi-conducteurs.³³ Associé aux longueurs d'ondes typiques du domaine THz qui sont de l'ordre de 1 mm à 30 μm , ce rayonnement non-ionisant permet d'effectuer des systèmes d'imagerie de haute résolution pour la détection de défauts dans les matériaux de construction, l'imagerie médicale et la sécurité. Cette dernière application est d'ailleurs l'application THz la plus répandue aujourd'hui : certains aéroports sont munis de portiques de sécurité permettant d'imager et de détecter des armes grâce aux ondes THz.³⁴ En effet, les ondes THz sont totalement réfléchies par la plupart des métaux de transitions qui composent les armes (les charges libres du métal écrantent les ondes THz) et la détection d'armes (même petites) camouflées au milieu de textiles est particulièrement efficace et précise.

- **Spatial** : le fond diffus cosmologique (ou rayonnement fossile) de l'univers possède une signature spectrale dans le THz, avec un pic d'intensité entre 0,15–0,3 THz.³⁵ Ce rayonnement présente un intérêt fondamental pour le domaine spatial et l'astrophysique car il "correspond à la plus vieille image électromagnétique qu'il est possible d'obtenir de l'Univers",³⁶ il fournit donc des informations sur l'univers à des moments proches du Big Bang.

Nous avons présenté jusqu'ici de façon très succincte les différentes applications de la technologie THz ainsi que leurs intérêts. Cependant il est important de noter que ces applications ne sont possibles que si l'on dispose de sources permettant d'émettre le THz ainsi que de détecteurs pour les collecter. Si le THz est considéré comme un gap technologique, c'est justement parce qu'il n'existe pas encore aujourd'hui de sources commerciales compactes, peu chères et efficaces capables de couvrir toute la gamme THz. Pour des applications telles que les télécommunications, nous avons montré par exemple via l'équation (2.1) que l'efficacité d'un système de communication nécessitait un rapport signal/bruit le plus grand possible pour bénéficier du plus grand débit que peut offrir le THz. Cela met en avant le challenge lié à la conception de sources et de détecteurs.

2.2 Les sources et détecteurs THz

Comme nous venons de le présenter, les sources sont l'élément déclencheur de la technologie THz. Pour cette raison, elles ont été le sujet de recherche le plus intense du domaine.³⁷ On trouve aujourd'hui des sources THz basées sur l'électronique ultra-rapide (transistors,³⁸ diodes Schottky³⁹ couplées à des antennes), sur la photonique (lasers,⁴⁰ mélange non-linéaire de fréquences,⁴¹ etc), des sources combinant ces deux approches ou encore celles basées sur le rayonnement du corps noir. Outre le fait que ces sources THz sont conçues par des approches physiques différentes, on peut classer ces sources selon deux régimes de fonctionnement : le régime en onde continue (CW, pour *continuous-wave*) et le régime temporel pulsé. Ces deux régimes de fonctionnement bien distincts imposent des applications bien spécifiques. Par exemple, les sources pulsées (possédant les spectres THz les plus larges) sont principalement utilisées en spectroscopie de matériaux et de gaz alors que les sources CW peuvent-être utilisées pour les télécommunications et l'imagerie. Différentes sources THz sont présentées dans le Tableau 2.1 et ont été sélectionnées afin d'illustrer les meilleures performances développées ces 6 dernières années selon les critères suivants : une compacité permettant une utilisation sur table, des performances données autour de 1 THz (si possible) et un fonctionnement à température ambiante (ou refroidi par électronique).

TABLEAU 2.1 – Tableau de l'état de l'art des sources THz récentes

Type de source	Technologie	Puissance	Fréquence	Bande passante	Régime	Spécification	Année
UTC-PD ⁴²	InGaAs/InP	3 μ W	1 THz	0,1–1 THz	CW	–	2020
QCL ⁴³	AlGaAs/GaAs	50 μ W	4 THz	–	pulsé	250 K	2021
DFG-QCL ⁴⁴	AlInAs/GaInAs	12 μ W	3,4 THz	–	CW	293 K	2016
Rectification Optique ⁴⁵	DSTMS	0,9 mJ ^[a]	0,1–10 THz	–	pulsé	$\eta = 3\%$ ^[b]	2014
RTD ⁴⁶	InGaAs/InP	0,7 mW	1 THz	1–1,2 THz	CW	–	2019
HBT ⁴⁷	SiGe-CMOS	0,1 mW	1 THz	–	CW	–	2018
Multiplieur de fréquence ⁴⁸	Diode Schottky	1,5 mW	1 THz	70 GHz	CW	–	2019
Laser moléculaire ⁴⁹	NH ₃	1 mW	1,073 THz	–	CW	–	2019
Antenne photoconductrice ⁵⁰	InGaAs:Rh	0,637 mW	0,5–6 THz	–	pulsé	–	2019

^[a] Par impulsion de 95 fs. ^[b] Efficacité de conversion optique-térahertz.

TABLEAU 2.2 – Tableau de l'état de l'art des détecteurs THz récents

Type de détecteur	Technologie	Sensibilité	NEP ^[a]	Bande passante	Régime	Spécification	Année
FET ⁵¹	Si-CMOS	466 V / W	25 pW / $\sqrt{\text{Hz}}$	0,837–1,29 THz	CW	–	2020
Diode Schottky ⁵²	GaAs	500 kV / W	10–17 pW / $\sqrt{\text{Hz}}$	0,2–1,2 THz	CW	–	2023
HEMT ⁵³	AlGaAs/GaN (2DEG)	15,5 A / W	188 pW / $\sqrt{\text{Hz}}$	0,2–4 THz	CW	–	2023
Bolomètre MEMS ⁵⁴	GaAs	80 / W ^[c]	90 pW / $\sqrt{\text{Hz}}$	0,5–3 THz	CW	300 K	2023

^[a] NEP = Noise Equivalent Power. ^[b] Donné en écart relatif de fréquence par Watt.

Aux côtés de ces sources nous présentons les détecteurs THz dans le tableau 2.2. Ces détecteurs ont été sélectionnés également sur les 6 dernières années et on remarquera qu'ils sont tous conçus à base de semi-conducteurs. La réalisation de détecteurs est en fait "plus simple" que la réalisation de sources, dans la mesure où une simple antenne de réception⁵¹ et un transducteur suffisent à fournir un signal de détection THz. Les transducteurs sont ici principalement des diodes et transistors constitués de matériaux semi-conducteurs⁵⁵ et présentent l'avantage d'être simples à réaliser car ils reposent sur des techniques de fabrication classiques de la micro-électronique. L'excellente maturité de la micro-électronique permet la conception de matrices de détecteurs pour des capteurs d'images par exemple.

2.3 Les composants THz

Nous venons de présenter le contexte du gap technologique THz ainsi que les récents progrès en matière de sources et de détecteurs qui tendent à faire émerger ce domaine. Nous avons également présenté les différentes applications fondamentales du THz, telles que les télécommunications, l'imagerie, la spectroscopie, le spatial, etc. Cependant, pour certaines de ces applications, disposer d'une source et d'un détecteur n'est pas suffisant : il faut également pouvoir manipuler ces ondes THz. On se propose alors dans cette section de présenter les différents composants passifs et actifs capables de manipuler les ondes THz.⁵⁶⁻⁵⁸

2.3.1 Les composants passifs

Historiquement les premiers composants THz étaient des composants passifs permettant de manipuler les faisceaux THz. Ces éléments se sont développés de façon similaire à tous les éléments que l'on peut retrouver en optique, on retrouve donc des composants typiques tels que des lentilles en plastique (Téflon-PTFE, TPX) ou en silicium haute résistivité, des polariseurs, des lames séparatrices, des guides d'ondes, etc.⁵⁹ Ensuite, des composants modernes ont été développés dans le but d'intégrer des fonctions THz dans des dispositifs de petites tailles, comme des capteurs par exemple. Ces composants modernes capables de manipuler les ondes THz sont en très grande majorité des métamatériaux.⁶⁰⁻⁶² Ces nouveaux matériaux sont artificiellement conçus de façon à bénéficier de propriétés électromagnétiques intéressantes dans le THz. De façon générale, ces matériaux sont composés de structures 2D dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde THz (une centaine de micromètres) et dont la géométrie permet une interaction optimale avec le THz. Il existe alors plusieurs types de structures permettant la réalisation de métamatériaux telles que des résonateurs en anneau (SRR),⁶³ des réseaux d'antennes de différentes formes (en V, en H, en croix, etc.),⁶⁰ des réseaux plasmoniques,⁶⁴ etc. Ces structu-

rations sont réalisées par le biais de techniques micro-électroniques planaires et leur épaisseur est donc de l'ordre du micromètre : puisque la longueur d'onde THz est de l'ordre de la centaine de micromètres on parle alors de matériaux 2D et de méta-surfaces.⁶⁵⁻⁶⁸ Ces méta-surfaces sont utilisées pour réaliser des lentilles 2D, des polariseurs, des filtres, plus compactes et intégrables sur la plateforme micro-électronique.^{59,69,70}

2.3.2 Les composants actifs : focus sur les modulateurs

Les composants que nous venons de présenter permettent de contrôler les faisceaux THz et sont donc indispensables dans toute application THz. On a par exemple besoin de lentilles de focalisation pour collecter des faisceaux sur un détecteur, de lentilles de collimation pour maîtriser la propagation des faisceaux, ou encore de filtres et de polariseurs pour sélectionner des caractéristiques importantes du faisceau. Cependant, tous ces composants sont passifs et dans certains cas il est important de bénéficier aussi de composants capables de manipuler les ondes THz de façon active. En effet, dans le cas des télécommunications par exemple il faut pouvoir transposer l'information binaire des systèmes électroniques sur une onde THz porteuse de cette information ; cette transposition n'est possible que si on utilise un modulateur.

Les modulateurs sont les composants actifs les plus répandus, parmi eux on trouve principalement des modulateurs d'amplitude ainsi que quelques modulateurs de phase. On se propose alors de représenter l'état de l'art des meilleurs modulateurs sur les 6 dernières années dans le Tableau 2.3. Ces modulateurs sont en général conçus sur la base de méta-surfaces^{56,71-76} (la Fig. 2.3 (c) en illustre un exemple), leur architecture comprend par exemple des résonateurs en anneau,⁶³ en U,⁷⁷ des antennes classiques⁶⁰ et plasmoniques^{64,78} ou encore des méta-atomes.⁷⁹

Ces modulateurs sont classés selon les différentes commandes utilisées pour moduler activement le THz ; on retrouve parmi ces commandes, le moyen mécanique, magnétique, électrique et optique. Tout d'abord, il est important de préciser que la performance des modulateurs peut être évaluée en étudiant une caractéristique clé, la profondeur de modulation M , telle que :

$$M = \frac{|\psi_{\text{off}} - \psi_{\text{on}}|}{\psi_{\text{off}}} \quad (2.2)$$

où ψ_{on} et ψ_{off} sont respectivement les états de modulation en présence et en absence de la commande. Si par exemple le modulateur fonctionne en transmission, ces états correspondent aux transmissions avec et sans commande. L'autre caractéristique importante liée aux performances du modulateur est la "vitesse" qui correspond à la fréquence maximale pour laquelle il est possible de commuter entre ces deux états.

TABLEAU 2.3 – Tableau de l'état de l'art des modulateurs THz récents.

Architecture	Contrôle	Fréquence	M	Vitesse	Bande passante THz	Régime	Spécification	Année
SRR en Au ⁷⁷	Mécanique	0,4 et 0,75 THz	100 %	< kHz	GHz (résonnant)	CW	U-shape	2018
Nano-rubans InSb ⁸⁰	Magnétique	0,9 THz	95,8 %	–	0,6 THz	CW	à 100 K	2019
Ferrofluide de Fe ₂ O ₃ ⁸¹	Magnétique	0,2–1,6 THz	34 %	–	–	CW	nano-particules	2018
AlGaIn/GaN HEMT ⁸²	Électrique	0,33 et 0,38 THz	99 %	1 GHz	2 GHz (résonnant)	CW	2DEG	2019
AlGaIn/GaN HEMT ⁸²	Électrique	0,36 THz	138° [a]	1 GHz	3 GHz (résonnant)	CW	2DEG	2019
AlGaIn/GaN HEMT ⁸³	Électrique	0,34 THz	94 %	1 GHz	80 GHz (résonnant)	CW	2DEG	2019
Graphène ⁸⁴	Électrique	0,98 THz	85 %	–	50 GHz (résonnant)	CW	sur Si/SiO ₂	2018
SRR graphène et Au ⁸⁵	Électrique	1,75 THz	20°	5 MHz	0,1 THz (résonnant)	CW	sur Si/SiO ₂	2019
Cristaux liquides ⁸⁶	Électrique	0,2–1,6 THz	99,6 %	–	–	CW	sur Si	2019
SRR en VO ₂ ⁸⁷	Électrique	0,79 THz	71 %, 90°	–	70 GHz (résonnant)	CW	–	2021
SRR en VO ₂ et Al ⁸⁸	Électrique	0,94 THz	96 %	–	0,2 THz	CW	–	2019
Graphène ⁸⁹	Électrique	0,2–1,4 THz	100 %	–	–	CW	liquide ionique	2018
SRR en Cu ⁹⁰	Électrique	0,3 THz	99,6 %, ±30°	5 GHz	1 GHz	CW	sur CMOS	2020
SRR en Au ⁹¹	Électrique	1,1 THz	99,9 %	–	10 GHz	CW	sur graphène	2017
CMOS FET ⁹²	Électrique	0,75 THz	60 %	1 kHz	0,1 THz	CW	canal en InGaZO	2016
SRR en VO ₂ ⁹³	Électrique	0,91 THz	81,3 %	–	0,1 THz	CW	sur Si ₃ N ₄	2019
PCBM sur Si ⁹⁴	Optique	0,5 THz	100 %	–	0,5 THz	CW	–	2017
Matrice Si-PMA ⁹⁵	Optique	0,3–1 THz	93,8 %	< kHz	–	CW	–	2020
Résonateur Si ⁹⁶	Optique	1,03 THz	99,93 %	< kHz	0,1 THz (résonnant)	CW	–	2018
TASR en Al ⁹⁷	Optique	0,9 THz	90 %	17 ps	0,1 THz	pulsé	sur Ge	2018
SRR en Au ⁹⁸	Optique	0,79 THz	99,06 %	3 ps	0,1 THz (résonnant)	pulsé	sur Ge	2020
WS ₂ ⁹⁹	Optique	0,25–2 THz	99 %	–	–	CW	sur Si	2017

[a] Modulation de phase en °.

Précisions sur la commande mécanique : cette méthode repose sur la déformation de structures géométriques résonantes afin de décaler la réponse fréquentielle dans une gamme précise. Ce type de modulation est relativement simple à mettre en œuvre et des profondeurs de modulation de 100 % peuvent être atteintes, dans une bande passante THz très faible (autour de la résonance), cependant les vitesses de modulation sont faibles (< kHz) car les phénomènes mécaniques possèdent des temps de réponse lents.

Précisions sur la commande magnétique : l'avantage de cette méthode repose sur l'absence de contacts nécessaires à l'application d'un champ magnétique, il s'agit alors d'une méthode rapide et simple à mettre en œuvre. La commande magnétique permet de moduler des effets magnéto-optiques dans des structures plasmoniques,⁸⁰ de piloter des structures ferromagnétiques à base de cristaux liquides⁸¹ ou encore de commander des propriétés électroniques telles que le spin. Les champs magnétiques utiles peuvent cependant devenir grands et les performances optimales de ces structures sont atteintes pour des températures cryogéniques.

Précisions sur la commande électrique : elle est la commande la plus utilisée pour contrôler les modulateurs car elle s'intègre avec les technologies très matures de la micro-électronique. En effet, de simples contacts permettent de moduler électriquement la plupart des méta-surfaces. Les principes physiques utilisés par cette méthode sont principalement liés à une modulation électrique de la densité de charges : en appliquant un champ électrique local sur la structure, on injecte des porteurs ou on déplete la densité de porteurs dans cette zone et on module ainsi la conductivité. Cette modulation de la conductivité est très utilisée dans les structures à transistors à haute mobilité (HEMT) ainsi que dans le graphène. Des contacts électriques sont aussi utilisés dans des structures à base de dioxyde de vanadium (VO_2) afin de déclencher la transition de phase de ce matériau par effet Joule. Les modulateurs commandés par voie électrique détiennent les records en terme de vitesses de modulation et de bandes passantes, tel que représenté en Fig. 2.3 (a). Quelques GHz peuvent être atteints dans certains transistors, mais ceux-ci ne peuvent opérer que dans une gamme de fréquences THz très réduites car ils sont basés sur des structures résonnantes ou intégrées en guides d'ondes.¹⁰⁰

Précisions sur la commande optique : cette commande est similaire à la commande électrique dans la mesure où on utilise l'optique pour moduler la densité de charges et la conductivité d'un matériau. Le principe physique repose sur la génération de porteurs par l'absorption d'un faisceau optique dans un milieu. Les charges libres en excès générées dans ce milieu ont tendance à augmenter la conductivité de ce milieu mais aussi les pertes THz par absorption. Nous présentons par exemple ce concept appliqué au pompage optique du graphène en Fig. 2.3 (b). Nous n'entrerons pas ici en détail dans ces notions car la suite du manuscrit y est consacré : elles représentent les notions fondamentales de ces travaux de recherche. Il est simplement important de noter ici que la commande optique possède les plus grandes profondeurs de modulation. En effet, contrairement au moyen

électrique pour lequel la densité ne peut être modulée qu'au niveau des contacts, dans le cas de l'optique la densité est modulée sous tout le faisceau optique et peut donc interagir avec le THz de façon plus homogène et efficace.

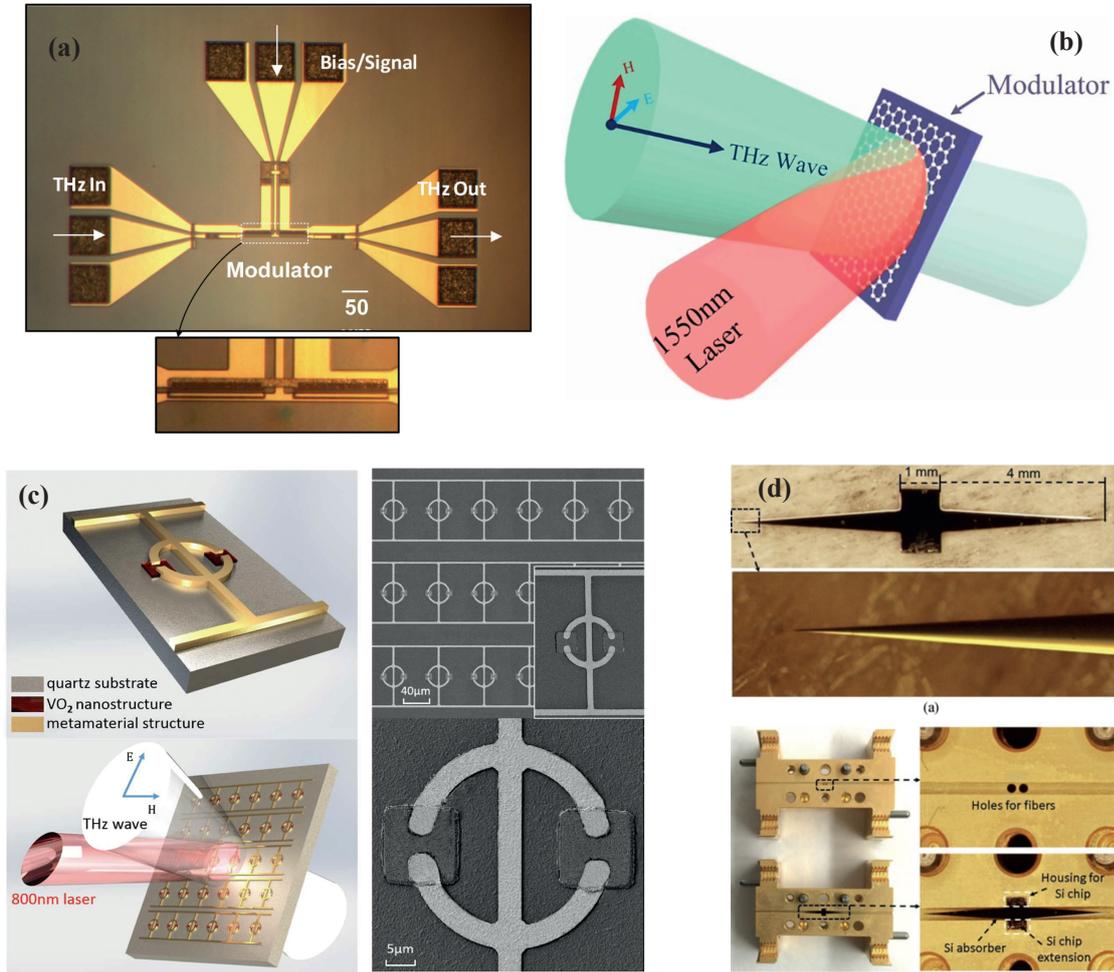


FIGURE 2.3 – Présentation de différents types de modulateurs THz. **(a)** Modulateur à commande électrique, basé sur un guide à fente THz dont les pertes sont couplées à un gaz bi-dimensionnel d'électrons.¹⁰⁰ Fonctionnement à 0,25 THz, $M = 96 \%$ et $BW = 14$ GHz. **(b)** Modulateur à commande optique, basé sur le pompage d'une mono-couche de graphène sur Ge afin de moduler la transmission.¹⁰¹ Fonctionnement à 0,34 THz, $M = 94 \%$ et $BW = 200$ kHz. **(c)** Modulateur à commande optique, basé sur des SRR en or et VO₂.⁸² L'optique sert à déclencher la transition de phase du VO₂ qui devient alors conducteur et court-circuite le SRR qui entre en résonance avec le THz (voir tableau). **(d)** Modulateur à commande optique, basé sur le pompage du Si afin de créer des pertes par absorption.¹⁰² Intégration en guide d'onde W.R.4.3. Fonctionnement à 0,17–0,23 THz, $M > 99 \%$ et $BW = 30$ kHz.

2.3.3 Les modulateurs THz d'amplitude contrôlés optiquement

Nous avons présenté jusqu'ici le défi du domaine THz : du travail pour faire émerger des sources et les détecteurs efficaces jusqu'aux modulateurs permettant une manipulation agile de ces ondes. Tous ces composants ont un but commun : ils souhaitent pouvoir bénéficier d'une industrialisation afin que des applications THz puissent être développées. Pour que cette industrialisation ait lieu, il faut que ces composants soient efficaces et puissent bénéficier de techniques de fabrications simples et/ou déjà existantes. Nous avons vu jusqu'ici que la très grande majorité de ces composants reposent déjà sur les semi-conducteurs ; la plupart des modulateurs sont fabriqués sur des substrats industriels répandus tels que le silicium (Si) (ainsi que ses dérivés tels que SiO_2 ou Si_3N_4), l'arséniure de gallium (GaAs), le nitrure de gallium (GaN) ou bien encore le germanium (Ge).

Dans cette optique de levée de verrous technologiques dans le THz, nous avons décidé de consacrer ces travaux à la réalisation d'un modulateur THz, de conception simple et basé sur le pilotage optique de semi-conducteurs III-V. Ce composant a pour objectif de réunir l'ensemble des critères n'ayant pas encore été réunis dans un seul et même modulateur THz, à savoir :

- une grande profondeur de modulation : supérieure à 90 %,
- une grande vitesse d'opération : supérieure au MHz,
- une large gamme de fréquences THz de travail : supérieure à la centaine de GHz,
- une compatibilité d'intégration avec les techniques industrielles de fabrication.

Ce type de modulateur repose sur l'utilisation de matériaux massifs III-V : ces matériaux de l'opto-électronique ont acquis une excellente maturité et peuvent aujourd'hui s'intégrer sur la plateforme universelle silicium.¹⁰³ L'utilisation de matériaux massifs simplifie grandement la fabrication : de simples couches ou substrats suffisent à moduler le THz, sans besoin de recours aux techniques complexes de la micro-électronique. De part l'absence de structures THz résonnantes, la modulation THz à base de semi-conducteurs massifs III-V contrôlés par l'optique est donc potentiellement plus large en terme de bande passante THz. Le principe de modulation de ce type de modulateur repose sur la physique suivante : un faisceau optique de commande (appelée aussi "pompe optique") éclaire un semi-conducteur qui absorbe ce faisceau, l'absorption de ce faisceau génère une densité de porteurs libre en excès dans le matériau qui modifie ses propriétés THz. De façon générale les effets de ces charges libres sur le THz sont :

- une augmentation de la réflectivité : les charges libres écrantent le champ THz,
- une augmentation des pertes THz via l'absorption par les charges libres.

Il existe très peu de modulateurs basés sur des semi-conducteurs massifs pilotés par l'optique et nous présentons en Fig. 2.4 les trois modulateurs THz d'amplitude de ce type que nous trouvons dans la littérature. Cet état de l'art est représenté sous forme de tableau présentant les avantages et inconvénients liés à l'utilisation respective de trois types de semi-conducteurs différents : le GaAs,¹⁰⁴ le Si¹⁰² et l'arsénure d'indium (InAs).¹⁰⁵

GaAs	InAs	Si
Optical pump : Ti:sapphire laser @ 800 nm	Optical pump : < 10 W/cm² @ 800 nm	Optical pump : < 10 W/cm² @ 1100 nm
Modulation : <30 dB	Modulation : > 90%	Modulation : 30 dB
Speed : MHz-GHz (Carrier lifetime in GaAs)	Speed : MHz (Carrier lifetime in InAs >10 ns)	Speed : ~kHz (Carrier lifetime ~ms)

FIGURE 2.4 – Tableau de motivation sur le choix du matériau semi-conducteur pour la couche active du modulateur piloté par l'optique.

On remarque tout d'abord que l'utilisation du GaAs permet d'obtenir d'excellentes profondeurs de modulation (supérieures à 99 %) ainsi que des bandes passantes pouvant atteindre le GHz. Ces bandes passantes très grandes sont permises grâce aux temps de vie très courts des porteurs en excès générés par l'optique et nous dédions un chapitre entier sur l'explication de ce phénomène. Il est important de noter ici que pour obtenir de telles performances il est nécessaire d'utiliser un laser titane-saphir (Ti :saphir) encombrant et de très haute puissance comme pompe optique. De plus, cette source fonctionne de manière impulsionnelle, ce qui restreint le nombre d'applications potentielles.

On trouve ensuite des modulateurs constitués directement de Si comme couche active. En effet, ce semi-conducteur peut être pompé en mode CW avec de faibles puissances optiques afin de bénéficier de plus de 99 % de profondeur de modulation. Néanmoins, et contrairement au GaAs, les temps de vie des porteurs en excès dans le Si sont très longs (de l'ordre de la ms) et les bandes passantes de modulation maximales que l'on peut atteindre avec du Si massif sont de l'ordre du kHz.¹⁰⁶

Enfin, des précédents travaux de thèse menés par E. Alvéar¹⁰⁷ ont montré que l'InAs était un candidat très prometteur pouvant atteindre des profondeurs de modulation de 90 % et des bandes passantes de l'ordre du MHz dans la gamme 0,75–1,1 THz avec des pompes optiques CW de moins de 500 mW. Les travaux que nous présenterons ici s'établissent dans la continuité de ces travaux et visent à fournir les briques de base concernant l'élaboration d'un modulateur intégré "plug and play" possédant des performances au moins similaires à ce modulateur ainsi que les clés pour les améliorer.

Chapitre 3

Interaction THz-matière sans pompage optique

Dans ce chapitre nous présentons le phénomène physique fondamental du modulateur : les charges libres contenues dans une fine couche d'InAs interagissent fortement avec l'onde THz. Nous développerons le modèle physique permettant de comprendre ce phénomène et montrerons les mesures expérimentales qui mettent en lumière l'effet de ces charges libres sur la transmission THz. Enfin, nous présenterons la mise en place d'une méthode de mesure de faibles niveaux de dopage qui permet de remonter à la densité de charges libres présente dans un matériau. Ce type de mesure est délicat à faire dans le cas de l'InAs notamment en raison de la faible bande interdite de ce semi-conducteur.

3.1 Modélisation de l'effet des porteurs libres sur le THz

3.1.1 Développement du modèle de la permittivité

La permittivité diélectrique ou simplement permittivité d'un milieu décrit la polarisabilité électrique de ce milieu sous l'effet d'un champ électrique. En effet, lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un milieu, le champ électrique de cette onde excite les dipôles de la matière et l'interaction de l'onde avec le milieu est alors gouvernée par la permittivité. C'est cette propriété physique qui traduit les effets d'indice de réfraction, d'absorption, de pertes dans les matériaux, etc. Pour décrire la permittivité de l'InAs nous utilisons le modèle de Lorentz-Drude suivant :

$$\epsilon_{\text{THz}} = \epsilon_{\infty} \underbrace{\frac{\omega_{\text{LO}}^2 - \omega^2}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2}}_{\text{optical phonons}} - \underbrace{\frac{\omega_{\text{pn}}^2}{\omega^2 + i\Gamma_n \omega}}_{\text{free electrons}} - \underbrace{\frac{\omega_{\text{pp}}^2}{\omega^2 + i\Gamma_p \omega}}_{\text{free holes}} \quad (3.1)$$

Ce modèle est composé des différents dipôles électriques présents dans l'InAs qui interagissent avec une onde électromagnétique THz à la fréquence angulaire ω . La première contribution est liée aux phonons optiques du cristal d'InAs avec leurs fréquences angulaires transverse ω_{TO} et longitudinale ω_{LO} . La permittivité à haute fréquence ϵ_∞ correspond à la déformation des noyaux ioniques du réseau cristallin. Enfin, les dernières contributions proviennent des porteurs libres, qui peuvent être des électrons (n) ou des trous (p) et sont caractérisés par leurs fréquences plasma :

$$\omega_{pn} = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 m_n^*}} \quad \text{and} \quad \omega_{pp} = \sqrt{\frac{e^2 p_0}{\epsilon_0 m_p^*}} \quad (3.2)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et e la charge élémentaire. Pour les électrons nous avons : n_0 la densité d'électrons libres, m_n^* la masse effective et Γ_n le coefficient d'amortissement tel que :

$$\Gamma_n = 1/\tau_n \quad \text{avec} \quad \tau_n = m_n^* \mu_n / e \quad (3.3)$$

où τ_n est le temps de collision et μ_n la mobilité. Pour les trous nous avons : p_0 la densité de trous libres, m_p^* la masse effective et Γ_p le coefficient d'amortissement tel que :

$$\Gamma_p = 1/\tau_p \quad \text{avec} \quad \tau_p = m_p^* \mu_p / e \quad (3.4)$$

où τ_p est le temps de collision et μ_p la mobilité. L'équation (3.1) peut être considérablement simplifiée dans certaines gammes de fréquences particulières et pour des niveaux de dopage faibles du semi-conducteur. Nous considérons ici l'interaction de l'InAs avec des ondes électromagnétiques dans la gamme de fréquences 0,75–1,1 THz. Ces fréquences sont beaucoup plus petites que les fréquences caractéristiques des phonons optiques, qui sont $f_{TO} = 6,4$ THz et $f_{LO} = 7,2$ THz pour l'InAs. On a donc $\omega^2 \ll \omega_{TO}^2, \omega_{LO}^2$, ce qui conduit à simplifier la contribution des phonons :

$$\epsilon_{THz} = \epsilon_{st} - \frac{\omega_{pn}^2}{\omega^2 + i\Gamma_n \omega} - \frac{\omega_{pp}^2}{\omega^2 + i\Gamma_p \omega} \quad (3.5)$$

où ϵ_{st} est la permittivité statique obtenue à partir de la relation de Lyddane-Sachtler ($\omega_{LO}^2/\omega_{TO}^2 = \epsilon_{st}/\epsilon_\infty$). De plus, les couches d'InAs sont obtenues par épitaxie par jets moléculaires (MBE) en source solide et possèdent un dopage résiduel de type N (dopage non contrôlé qui provient des conditions de croissance, détaillé en section 5.4.1). Le niveau de dopage de la couche correspond à la densité d'électrons libres n_0 présente dans la couche. Ces faibles dopages fournissent des densités d'électrons libres légèrement supérieures à la concentration intrinsèque de porteurs n_i . Pour l'InAs, $n_i \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à température ambiante, les faibles niveaux de dopage de type N se situent donc dans la gamme $n_0 \approx 10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. La loi d'action de masse $n_i^2 = n_0 p_0$ nous permet d'estimer

la plage de $p_0 \approx 10^{14}$ – 10^{15} cm^{-3} . Pour ces niveaux de dopage considérés cela conduit à $p_0 < n_0$ et, en fonction de leur densité et de leur masse, les fréquences plasma des trous et des électrons définies par les équations (3.2) sont respectivement dans le domaine GHz ($\omega_{pp} \approx 140$ – 440 GHz) pour les trous et dans le domaine THz ($\omega_{pn} \approx 4,5$ – $8,7$ THz) pour les électrons. Par conséquent, dans la gamme de fréquences de travail 0,75–1,1 THz, si nous examinons les parties réelle et imaginaire de ϵ_{THz} , on remarque que $\omega_{pp}^2 \ll \omega_{pn}^2$ et puisque $\Gamma_p \approx 3\Gamma_n$, cela nous permet de négliger la contribution des trous libres dans la permittivité, ce qui conduit finalement à :

$$\epsilon_{\text{THz}} = \epsilon_{\text{st}} \left(1 - \frac{\bar{\omega}_{pn}^2}{\omega^2 + i\Gamma_n \omega} \right) \text{ avec } \bar{\omega}_{pn} = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{st}} m_n^*}} \quad (3.6)$$

Il est important de noter que dans cette dernière équation, la permittivité du vide $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ Fm^{-1} , la permittivité statique $\epsilon_{\text{st}} = 14,5$, la charge élémentaire $e = 1,6 \times 10^{-19}$ C, la masse effective de l'électron $m_n^* = 0,023 \times 9,1 \times 10^{-31}$ kg et le coefficient d'amortissement Γ_n qui dépend de la mobilité des électrons $\mu_n \approx 2,3 \times 10^4$ $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$, sont des constantes du matériau. En effet, pour la masse effective on considère que pour ces niveaux de dopage, tous les électrons se trouvent en bas de la bande de symétrie Γ , soit avec $m_n^* = 0,023 \times m_0$. Pour la mobilité des électrons, on considère que pour des densités n_0 aussi faibles, les électrons ont très peu d'influence les uns par rapport aux autres et donc que leur mobilité est constante. Par conséquent, dans la gamme de fréquences THz considérée, pour de l'InAs de type N, la permittivité ϵ_{THz} ne dépend que de la densité d'électrons libres n_0 présente dans la couche. Cette variable est contenue dans la fréquence plasma écrantée des électrons libres $\bar{\omega}_{pn}$, un élément clé du modèle car cette fréquence plasma rend compte du comportement macroscopique du matériau : si le matériau est excité par une onde électromagnétique à une fréquence ω inférieure à $\bar{\omega}_{pn}$, le matériau se comporte comme un métal, alors que pour des fréquences supérieures à $\bar{\omega}_{pn}$, le matériau se comporte comme un diélectrique.

Cet effet de "bascule" entre le comportement métallique et le comportement diélectrique autour de la fréquence plasma écrantée est l'élément central sur lequel est basé le modulateur présenté dans ce manuscrit : nous montrerons en effet par la suite que nous pouvons moduler cette fréquence plasma afin de moduler les ondes THz.

3.1.2 Effets des charges libres sur la transmission THz

Afin d'illustrer plus précisément l'effet des charges libres sur la permittivité, on trace en Fig. 3.1 la partie réelle et imaginaire de cette dernière pour différents dopages. Nous avons tracé cette permittivité au delà de la gamme de fréquence de travail afin d'afficher les fréquences plasma écartées qui se produisent lorsque la partie réelle de la permittivité atteint zéro. Ces fréquences plasma augmentent avec le dopage et sont égales à 1,07 THz, 1,51 THz et 2,17 THz pour chacun des échantillons #1 ($n_0 = 0,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), #2 ($n_0 = 1,1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) et #3 ($n_0 = 2,2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) respectivement. Ces échantillons sont de fines couches d'InAs de 5 μm d'épaisseur épitaxiées sur un substrat de GaAs d'environ 500 μm d'épaisseur et sont décrits en détail dans la section suivante.

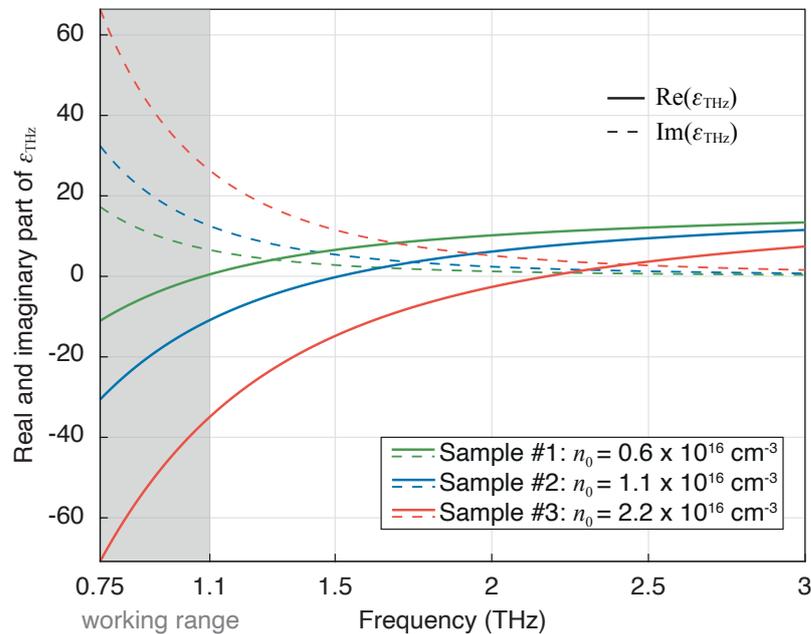


FIGURE 3.1 – Partie réelle (lignes continues) et imaginaire (lignes pointillées) de la permittivité de l'InAs dans la gamme de travail THz et au-delà, pour 3 différents niveaux de dopages.

Premièrement, la partie réelle de ϵ_{THz} donne des informations sur la réponse du matériau au champ électromagnétique THz incident. Nous observons sur la Fig. 3.1 que lorsque la densité d'électrons libres n_0 augmente, la partie réelle de ϵ_{THz} atteint de grandes valeurs négatives, c'est-à-dire que l'InAs devient plus fortement métallique. Deuxièmement, la partie imaginaire de ϵ_{THz} augmente avec la densité d'électrons libres. Puisque la partie imaginaire est liée aux pertes (par le coefficient d'amortissement Γ_n) on peut conclure que l'InAs tend à se comporter comme un métal à pertes. Enfin, on constate que pour les niveaux de dopages typiques de nos échantillons, la fréquence plasma de l'InAs tombe légèrement au dessus de la gamme de fréquences de travail THz. Cette notion est cruciale ici, puisque une légère variation du niveau de dopage dans la couche va beaucoup influencer la permittivité et donc les propriétés macroscopiques du matériau,

qui sera plus ou moins métallique au THz. Pour illustrer l'effet des charges libres sur les propriétés macroscopiques du matériau, on calcule l'indice de réfraction complexe de la couche $\tilde{n}_{\text{InAs}} = n_{\text{InAs}} + i\kappa_{\text{InAs}}$ en utilisant la permittivité de l'expression (3.6) dans les équations suivantes :

$$n_{\text{InAs}} = \sqrt{|\epsilon_{\text{THz}}| + \text{Re}(\epsilon_{\text{THz}})} / \sqrt{2} \quad (3.7)$$

$$\kappa_{\text{InAs}} = \sqrt{|\epsilon_{\text{THz}}| - \text{Re}(\epsilon_{\text{THz}})} / \sqrt{2} \quad (3.8)$$

où n_{InAs} est l'indice de réfraction et κ_{InAs} le coefficient d'extinction. On représente alors les parties réelle et imaginaire de cet indice de réfraction complexe sur la Fig. 3.2.

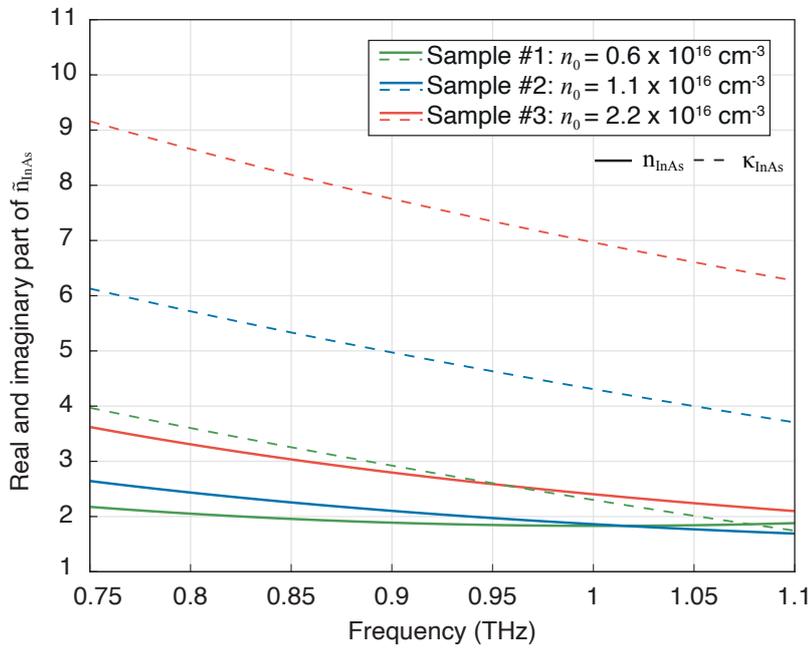


FIGURE 3.2 – Indice de réfraction (lignes continues) et coefficient d'extinction (lignes pointillées) de l'indice de l'InAs dans la gamme de travail THz, pour les 3 différents niveaux de dopages.

On remarque que de façon générale, une augmentation du niveau de dopage dans la couche entraîne une augmentation de n_{InAs} et κ_{InAs} . L'augmentation de κ_{InAs} est très importante avec le dopage notamment parce que le module de ϵ_{THz} augmente mais aussi parce que la partie réelle devient fortement négative (cf. équation (3.8) et Fig. 3.1). Cette augmentation de κ_{InAs} a aussi pour effet d'augmenter le pouvoir de réflexion de l'InAs dans l'air qui s'écrit sous incidence normale :

$$R_{\text{THz}} = \frac{(n_{\text{InAs}} - 1)^2 + \kappa_{\text{InAs}}^2}{(n_{\text{InAs}} + 1)^2 + \kappa_{\text{InAs}}^2} \quad (3.9)$$

On remarque par exemple que si $\kappa_{\text{InAs}} > n_{\text{InAs}}$ alors $\kappa_{\text{InAs}}^2 \gg n_{\text{InAs}}^2$ et le coefficient de réflexion tend vers 1, c'est par exemple le cas pour un métal parfait (dont la permittivité est purement réelle et négative). Cette dernière équation (3.9) est valable pour un dioptre air/InAs, or nous étudions ici des couches d'InAs de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ces couches ayant une épaisseur sub-longueur d'onde (la longueur d'onde dans l'air à 1 THz est environ de $300 \mu\text{m}$) l'estimation analytique de la réflexion totale de la structure est complexe et peu intuitive. Un code MATLAB a donc été développé afin de calculer la réflexion et la transmission au travers de ces couches. Ce code utilise un formalisme basé sur les matrices S qui permet de calculer la propagation des ondes THz au travers de toute la structure tel que présenté en section 3.1.4.

Nous présentons sur la Fig. 3.3 (a) les résultats de la réflexion théorique de la couche d'InAs dans la gamme de fréquence THz pour chacun des niveaux de dopages. On retrouve alors l'effet de l'augmentation de la réflexion avec le niveau de dopage. La désadaptation d'impédance électromagnétique augmente avec le dopage car ce dernier a pour effet d'augmenter l'indice de réfraction complexe de la couche : la réflectivité au niveau de l'interface air/InAs est donc plus grande. Il est important de noter que cette augmentation de la réflectivité réduit de manière significative la transmission de l'onde THz au travers de la couche. Les mesures et caractérisations THz étant toutes réalisées sur un banc expérimental en transmission, nous ne pouvons pas observer directement ce changement de réflectivité de la couche, nous observons plutôt sa contribution sur la transmission. On représente alors sur la Fig. 3.3 (b) les transmissions théoriques des couches d'InAs pour chacun des niveaux de dopage, on observe en effet une diminution de la transmission avec l'augmentation du dopage.

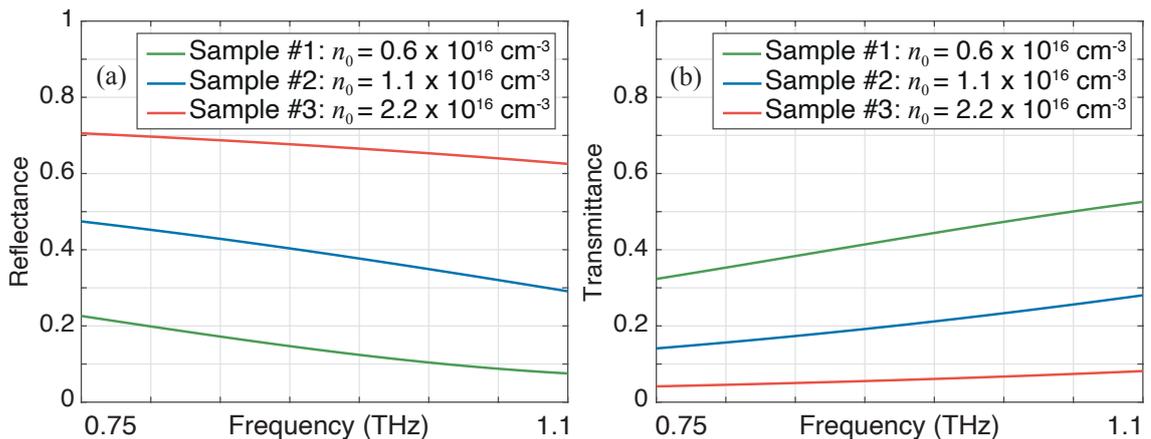


FIGURE 3.3 – (a) Réflexion et (b) transmission théoriques de la couche d'InAs de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur, en fonction des 3 niveaux de dopages, dans la gamme de travail THz.

Enfin, il est important de noter que l'augmentation du coefficient d'extinction de la couche d'InAs avec le niveau de dopage n'a pas pour seul effet d'augmenter la réflexion de la couche et de diminuer la transmission au travers de celle-ci. En effet, le coefficient

d'extinction κ_{InAs} de la couche renseigne sur la façon dont l'onde THz est atténuée lors de sa propagation dans la couche. Cette atténuation de l'onde provient de son absorption dans la couche et est gouvernée par le coefficient d'absorption linéique THz tel que :

$$\alpha_{\text{THz}} = \frac{4\pi}{\lambda_0} \kappa_{\text{InAs}} \quad (3.10)$$

avec λ_0 la longueur d'onde THz dans l'air. Nous présentons en Fig. 3.4 le coefficient de la couche d'InAs pour les trois différents dopages. Tout d'abord, la dépendance avec la fréquence est plutôt constante puisque κ_{InAs} diminue avec la fréquence et α_{THz} est proportionnel à $1/\lambda_0$: ces évolutions se compensent et on observe clairement cet effet pour le dopage #3 par exemple. De façon générale, on observe une augmentation de ce coefficient d'absorption lorsque la densité de charge libre augmente.

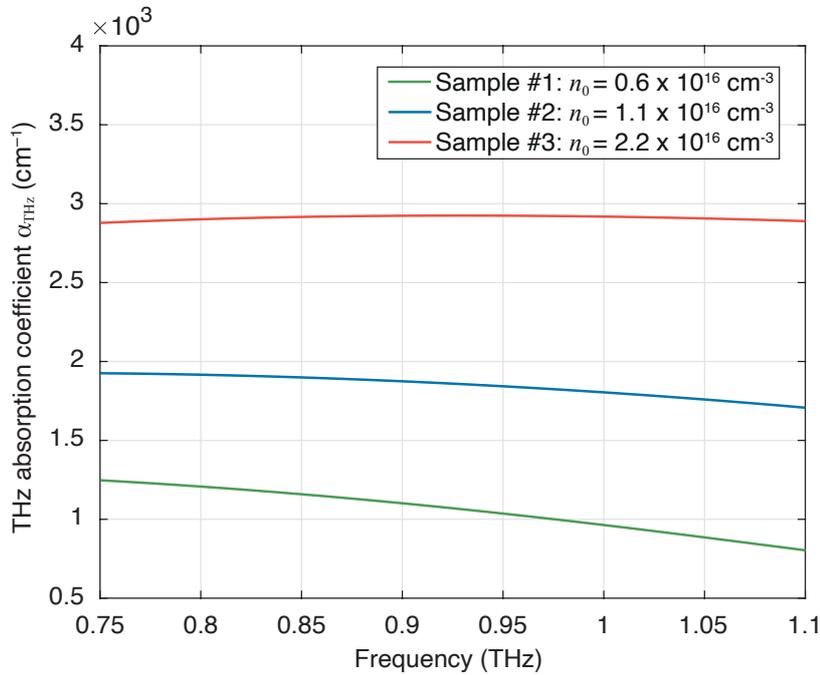


FIGURE 3.4 – Coefficient d'absorption linéique de l'InAs α_{THz} pour différents dopages..

Ce phénomène d'absorption par les charges libres est lui aussi responsable de la diminution de la transmission THz au travers de la couche. En effet, nous savons que la transmission au travers de la couche d'InAs est proportionnelle aux pertes cumulées lors de la propagation sur l'épaisseur H de la couche selon la loi de Beer-Lambert, telle que :

$$T_{\text{THz}} \propto \exp(-\alpha_{\text{THz}} H) \quad (3.11)$$

Finalement, nous venons de montrer que la diminution de la transmission au travers de l'InAs en fonction n_0 provient de deux phénomènes tels que :

- l'augmentation du pouvoir de réflexion de la couche causé par la présence des

- charges libres qui écrantent le champ THz incident à la façon d'un métal,
- l'augmentation de l'absorption de l'onde par les charges libres lors de sa propagation dans l'InAs, qui se comporte alors comme un métal à pertes.

3.1.3 Transmission THz d'échantillons d'InAs sur substrat GaAs

Jusqu'ici nous avons montré comment les électrons libres présents dans l'InAs influent sur la transmission d'une onde THz au travers de couches de 5 μm d'épaisseur telles que celles réalisées dans les travaux précurseurs de E. Alvear.¹⁰⁷ Suite à ces travaux, il a été décidé de travailler avec des couches déposées sur un substrat transparent au THz pour des raisons détaillées en section 5.2, telles que par exemple une meilleure tenue mécanique et thermique amenée par le substrat ainsi qu'une augmentation de la bande passante de modulation. Il est cependant important de noter que ce substrat, malgré ses nombreux avantages, présente comme inconvénient un filtrage spectral de type cavité Fabry-Perot que nous allons présenter dans cette section.

Les échantillons que nous étudions sont constitués de couches d'InAs de 5 μm d'épaisseur déposées par MBE sur un substrat de GaAs semi-isolant, transparent au THz, d'épaisseur 545 μm . Ce substrat commercial présente une densité d'électrons libres d'environ $n_0 \approx 10^7 \text{ cm}^{-3}$ extrêmement faible comparée aux densités présentes dans l'InAs. Cela fait du GaAs un matériau qui interagit très peu avec le THz, il est donc transparent au THz (tout comme le silicium haute résistivité, fortement utilisé dans le domaine THz). Ce substrat possède un indice de réfraction complexe tel que $n_{\text{GaAs}} = 3,55 + i0,002$ et dont la partie imaginaire peut être négligée. Ces valeurs sont tirées de la littérature¹⁰⁸ et sont corroborées par des mesures expérimentales présentées en section 3.2.3. On présente la transmission théorique au travers de ce substrat sur la Fig. 3.5 et on remarque que la forme de la courbe est caractéristique d'une fonction d'Airy, qui indique qu'une cavité de type Fabry-Perot s'établit dans le substrat. En effet, la longueur d'onde dans le GaAs autour de 1 THz est d'environ $\lambda_{\text{GaAs}} = 300 \mu\text{m} / 3,55 = 84 \mu\text{m}$, cette longueur d'onde étant plus petite que l'épaisseur du substrat de 545 μm , l'onde interfère avec elle-même dans le substrat qui se comporte alors comme une cavité. La courbe possède des maxima de transmission proche de 1, liés aux pertes négligeables dans le GaAs. Il est donc important de noter que dans la gamme de travail THz, l'indice du GaAs est non dispersif et sans perte, ce qui simplifie l'étude de la transmission au travers de la structure, constituée d'InAs déposée sur GaAs et référée comme InAs/GaAs.

Nous présentons sur la Fig. 3.5 les transmissions théoriques de la structure InAs/GaAs, pour les 3 niveaux de dopages d'InAs considérés, le substrat étant toujours le même dans chacun des échantillons. On remarque tout d'abord que contrairement à une cavité simple

de GaAs, une cavité InAs/GaAs possède toujours une transmission globale plus faible. En effet, même si la couche d'InAs déposée sur le GaAs possède une épaisseur sub-longueur d'onde, la transmission du THz au travers de la cavité totale est grandement perturbée par la présence de cette couche : l'onde stationnaire THz établie dans la cavité Fabry-Perot est en forte interaction avec l'InAs et ses pertes internes.

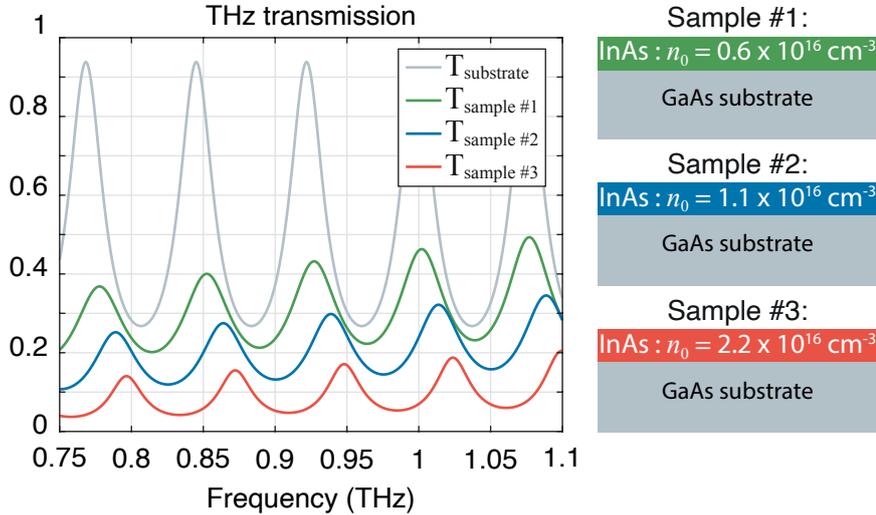


FIGURE 3.5 – Courbes de transmissions théoriques du substrat de GaAs (en gris) et d'échantillons InAs/GaAs (en vert, bleu et rouge) en fonction des niveaux de dopage de l'InAs (à gauche). Représentation des différents échantillons (à droite).

Nous avons précédemment montré que l'augmentation du niveau de dopage de la couche d'InAs entraîne la diminution de sa transmission parce que les pertes par absorption par les porteurs libres augmentent : on montre en annexe B que la transmission globale de la cavité InAs/GaAs dépend principalement des pertes de l'InAs. Ces pertes étant placées dans la cavité, la transmission au travers de la cavité est fortement impactée et diminue lorsque le dopage augmente. Nous présentons également en annexe B que le décalage des fréquences de résonances observé avec l'augmentation du niveau de dopage provient principalement de la phase du coefficient de réflexion complexe de la cavité, qui évolue avec le niveau de dopage de la couche d'InAs. De plus, on peut noter que l'augmentation de l'indice tend à réduire la fréquence de résonance, mais dans une moindre mesure, puisque n_{InAs} varie relativement moins que κ_{InAs} avec le dopage.

3.1.4 Propagation des ondes électromagnétiques & matrices S

Nous présentons ici le formalisme utilisé pour calculer numériquement la propagation des ondes électromagnétiques (EM) dans des structures multi-couches. Ce formalisme est strictement similaire à celui utilisé dans le projet Moosh¹⁰⁹ et peut être appliqué à toute structure multi-couches et à toute fréquence : on l'utilise ici aussi bien pour calculer la propagation de la pompe optique que la propagation du THz dans l'InAs par exemple.

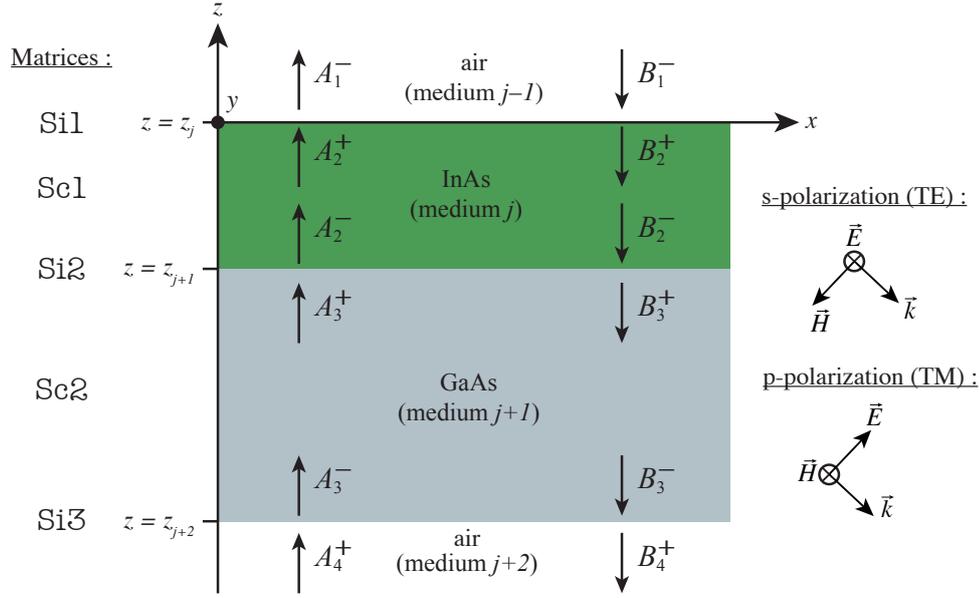


FIGURE 3.6 – Diagramme des amplitudes des ondes électromagnétiques se propageant dans une bi-couche InAs/GaAs (à gauche, la notation des matrices associées aux interfaces et couches, à droite, les différents modes de polarisation de l'onde).

Un exemple de structure bi-couche telle qu'étudiée dans ces travaux est représenté en Fig. 3.6. Pour calculer la propagation des ondes électromagnétiques au travers de cette structure nous utilisons les solutions bien établies de l'équation d'onde :

$$\psi_j^+(x, z, t) = \left(\underbrace{A_j^+ e^{ik_{z,j}(z-z_j)}}_{\psi_p} + \underbrace{B_j^+ e^{-ik_{z,j}(z-z_j)}}_{\psi_r} \right) \cdot e^{i(k_x \cdot x - \omega \cdot t)} \quad (3.12)$$

où $k_x^2 + k_{z,j}^2 = \epsilon_j \mu_j k_0^2$ avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ et ϵ_j est la permittivité du milieu (par exemple, ϵ_{THz} pour l'InAs). La longueur d'onde excitatrice dans le vide λ_0 est donc associée à une onde dont la fréquence peut être dans le domaine infrarouge ou le domaine térahertz. Les termes ψ_p et ψ_r sont respectivement les dépendances spatiales des ondes planes progressives et régressives se propageant dans la structure. Le signe "+" associée à la solution ψ_j^+ et aux amplitudes complexes A_j^+ et B_j^+ vient du fait que l'on utilise ici la solution au niveau de l'interface supérieure de la couche j (de façon complémentaire, le signe "-" signifiera que l'on utilise la solution au niveau de l'interface inférieure d'une couche).

Ensuite, on utilise ce formalisme pour exprimer la propagation d'une onde TE (dont le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence) ou d'une onde TM (dont le champ électrique est contenu dans le plan d'incidence, c'est le cas par exemple lorsque l'on utilise une excitation TM à l'angle de Brewster, telle que présentée en section 5.3). Par conséquent, A_j^+ et B_j^- deviennent homogènes à des champs électriques \vec{E} ou des champs magnétiques \vec{H} en fonction de la polarisation de l'onde.

On s'appuie ensuite sur la Fig. 3.6 pour poser les conditions de continuités de ces champs en fonction de la polarisation de l'onde EM incidente :

$$\text{pour la polarisation TE (s-polarization) : } E_{y,j} = E_{y,j+1} \quad (3.13)$$

$$H_{x,j} = H_{x,j+1} \quad (3.14)$$

$$\text{pour la polarisation TM (p-polarization) : } H_{y,j} = H_{y,j+1} \quad (3.15)$$

$$E_{x,j} = E_{x,j+1} \quad (3.16)$$

où E_y , H_x , H_y et E_x sont les composantes des champs dans chacun des milieux et dans chaque direction de l'espace : on remarquera que les continuités se font alors sur toutes les composantes contenues dans le plan de l'interface (y,x) . Il est très important de noter que pour la polarisation TE il est plus simple de travailler avec l'unique composante E_y du champ \vec{E} alors que pour la polarisation TM il est plus simple de travailler avec la composante unique H_y du champ \vec{H} . On utilise donc l'équation de Maxwell-Gauss pour transformer la composante H_x de l'équation (3.14) en composante E_y et on utilise l'équation de Maxwell-Ampère afin de transformer la composante E_x de l'équation (3.16) en composante H_y , ce qui donne pour des solutions harmoniques de pulsation ω :

$$\text{en TE, Maxwell-Gauss : } \nabla \times \vec{E}_j = -\partial_t \vec{B}_j \quad \text{donne : } \partial_z E_{y,j} = -i\omega\mu_j H_{x,j}$$

$$\text{en TM, Maxwell-Ampère : } \nabla \times \vec{H}_j = \partial_t \vec{D}_j \quad \text{donne : } \partial_z H_{y,j} = i\omega\varepsilon_j E_{x,j}$$

où $\vec{B}_j = \mu_j \vec{H}_j$ est le champ d'induction magnétique, $\mu_j = \mu_0 \mu_{r,j}$ est la perméabilité magnétique du milieu j avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide (nous travaillons avec des milieux amagnétiques, par conséquent $\mu_{r,j} = 1$) et $\vec{D}_j = \varepsilon_j \vec{E}_j$ est le champ d'induction électrique, $\varepsilon_j = \varepsilon_0 \varepsilon_{r,j}$ est la permittivité électrique du milieu et $\varepsilon_{r,j}$ est la permittivité relative du milieu : à la place de cette dernière valeur on utilise ε_{IR} ou ε_{THz} . Les équations de continuité entre un milieu j et un milieu $j+1$ deviennent finalement :

$$\text{en TE : } E_{y,j} = E_{y,j+1} \quad (3.17)$$

$$\frac{i}{\omega\mu_j} \partial_z E_{y,j} = \frac{i}{\omega\mu_{j+1}} \partial_z E_{y,j+1} \quad (3.18)$$

$$\text{en TM : } H_{y,j} = H_{y,j+1} \quad (3.19)$$

$$\frac{i}{\omega\varepsilon_j} \partial_z H_{y,j} = \frac{i}{\omega\varepsilon_{j+1}} \partial_z H_{y,j+1} \quad (3.20)$$

Ces conditions de continuité des champs se font en aux niveaux des interfaces entre les milieux j et $j+1$ soit pour $z = z_j$. Nous avons précédemment établi que les champs

E_y et H_y satisfont l'équation (3.12), on peut donc réécrire ces conditions de continuité (en simplifiant tous les termes en μ_j et $i\omega$) sous les formes suivantes, en TE :

$$A_j^- + B_j^- = A_{j+1}^+ + B_{j+1}^+ \quad (3.21)$$

$$k_{z,j}A_j^- - k_{z,j}B_j^- = k_{z,j+1}A_{j+1}^+ - k_{z,j+1}B_{j+1}^+ \quad (3.22)$$

où les termes A et B sont homogènes au champ E_y , on écrit de façon similaire en TM :

$$A_j^- + B_j^- = A_{j+1}^+ + A_{j+1}^+ \quad (3.23)$$

$$\frac{k_{z,j}}{\epsilon_j}A_j^- - \frac{k_{z,j}}{\epsilon_j}B_j^- = \frac{k_{z,j+1}}{\epsilon_{j+1}}A_{j+1}^+ - \frac{k_{z,j+1}}{\epsilon_{j+1}}B_{y,j+1}^+ \quad (3.24)$$

où les termes en A et B sont ici homogènes au champ H_y . On se propose ensuite de poser de façon générale ces conditions de continuités sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} A_j^- \\ B_{j+1}^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ g_j & g_{j+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_j^- \\ A_{j+1}^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 & 1 \\ g_j & g_{j+1} \end{pmatrix}$$

où $g_j = k_{z,j}$ et $g_{j+1} = k_{z,j+1}$ et les termes A et B sont homogènes à un champ électrique E_y si la polarisation est TE. Dans l'autre cas, $g_j = \frac{k_{z,j}}{\epsilon_j}$ et $g_{j+1} = \frac{k_{z,j+1}}{\epsilon_{j+1}}$ et les termes A et B sont homogènes à un champ magnétique H_y , si la polarisation est TM. Enfin, si on arrange ce calcul matriciel afin de relier les ondes "sortantes" de l'interface A_j^- et B_{j+1}^+ aux ondes "entrantes" B_j^- et A_{j+1}^+ par une matrice que l'on appelle alors "matrice d'interface" :

$$\boxed{\begin{pmatrix} A_j^- \\ B_{j+1}^+ \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & -1 \\ g_j & g_{j+1} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} -1 & 1 \\ g_j & g_{j+1} \end{pmatrix}}_{\text{matrice S de l'interface } z=z_{j+1}} \begin{pmatrix} B_j^- \\ A_{j+1}^+ \end{pmatrix}} \quad (3.25)$$

Enfin, pour calculer la "matrice de couche" il faut simplement exprimer les amplitudes A_j^- et B_j^- en $z = z_{j+1}$ d'après le formalisme présenté en équation (3.12) (on notera que $z_{j+1} - z_j = h_j$) et écrire le tout sous forme de matrice S :

$$\boxed{\begin{pmatrix} A_j^+ \\ B_j^- \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & e^{ik_{z,j}h_j} \\ e^{ik_{z,j}h_j} & 0 \end{pmatrix}}_{\text{matrice S de la couche j}} \begin{pmatrix} B_j^+ \\ A_j^- \end{pmatrix}} \quad (3.26)$$

Maintenant que nous avons exprimé les matrices des couches et des interfaces, nous pouvons mettre en cascade toutes ces matrices en fonction du nombre de couches afin d'obtenir la matrice S générale, reliant l'onde incidente (excitatrice) B_1^- à l'onde réfléchie

A_1^- et l'onde transmise B_4^+ (selon la Fig. 3.6). Contrairement aux matrices T de transfert, on ne peut pas directement multiplier ces matrices pour obtenir la matrice totale du système. Dans le cas des matrices S, la mise en cascade nécessite quelques étapes de calculs supplémentaires que l'on présente sous la forme du code MATLAB suivant :

```

1  function [M] = cascade(A,B)
2
3      [RA,CA] = size(A);
4      [RB,CB] = size(B);
5
6      if (RA~=2 || CA~=2)
7          disp('ERROR : A is not a 2x2 Matrix')
8      elseif (RB~=2 || CB~=2)
9          disp('ERROR : B is not a 2x2 Matrix')
10     end
11
12     SC1 = A(1,1)+A(1,2)*B(1,1)*A(2,1) ./ (1-B(1,1)*A(2,2));
13     SC2 = A(1,2)*B(1,2) ./ (1-B(1,1)*A(2,2));
14     SC3 = B(2,1)*A(2,1) ./ (1-B(1,1)*A(2,2));
15     SC4 = B(2,2)+B(2,1)*A(2,2)*B(1,2) ./ (1-B(1,1)*A(2,2));
16
17     M = [SC1, SC2; SC3, SC4];
18 end

```

Ici, A et B sont des matrices d'interface et de couche et M est la matrice de mise en cascade qui relie les ondes sortantes aux ondes entrantes. On observe sur les lignes 12 à 15 le calcul permettant de mettre en cascade ces matrices, les termes en $A(1,1)$ représentent par exemple le coefficient de réflexion A_{11} de la matrice A. Pour calculer la matrice totale de la structure représentée en Fig. 3.6 on utilisera cette fonction de cascade de la manière suivante :

$$M = \text{cascade}(\text{cascade}(\text{cascade}(\text{cascade}(S_{i1}, S_{c1}), S_{i2}), S_{c2}), S_{i3})$$

où $S_{i1}, S_{c1}, S_{i2}, S_{c2}$, et S_{i3} sont les différentes matrices d'interface et de couche telles que représentées en Fig. 3.6.

Finalement, nous obtenons après cette mise en cascade la matrice M totale de la bi-couche et pouvons en déduire les réflexions et transmissions telles que présentées en Fig. 3.5 si on souhaite faire fonctionner cette simulation pour des fréquences THz par exemple.

3.2 Caractérisations d'échantillons en transmission

On se propose ici de mesurer les transmissions expérimentales de 3 échantillons possédant des couches d'InAs de 5 μm d'épaisseur tels que représentés sur la Fig. 3.5. Ces échantillons présentent les niveaux de dopage suivants : $n_0 = 0,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $n_0 = 1,1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $n_0 = 2,2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour sample #1, sample #2 et sample #3 respectivement. On montrera alors que l'on peut remonter à la valeur du dopage de la couche d'InAs grâce à de simples mesures de transmission THz.

3.2.1 Banc expérimental statique

Le banc expérimental THz est présenté dans la Fig. 3.7. Pour créer l'onde THz, on utilise par exemple le signal sinusoïdal d'un synthétiseur autour de 10 GHz, ce signal est ensuite converti dans la gamme THz par une opération de multiplication de fréquence ($\times 81$) à travers des étages de diodes Schottky en cascade intégrées dans des guides d'ondes (pour les derniers étages à haute fréquence). Ces guides sont métalliques rectangulaires creux et leurs dimensions de $125 \times 250 \mu\text{m}$ imposent la gamme de fréquences de travail en régime monomode transverse ; seules les fréquences de 0,75 à 1,1 THz peuvent être guidées avec de faibles pertes. Il est important de noter que le mode fondamental de ce type de guide d'ondes est polarisé rectilignement avec un mode transverse électrique en sortie dont le champ est orienté selon la petite dimension du guide.

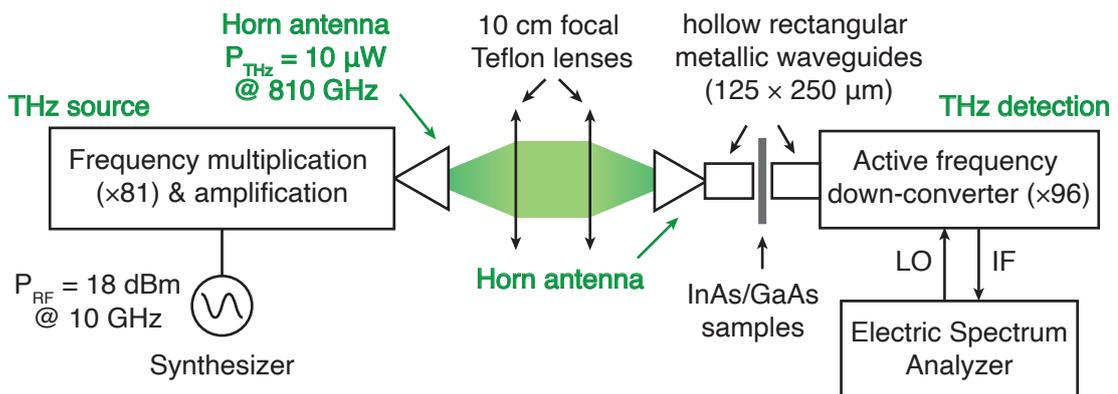


FIGURE 3.7 – Diagramme du banc expérimental THz de caractérisation en transmission.

Sur cette Fig. 3.7, le faisceau THz est émis en espace libre (faisceau coloré en vert) à 0,81 THz par une antenne cornet diagonale qui intègre le tripleur de notre chaîne de multiplication (un composant VDI de référence "WR1.0x3R3 Frequency Tripler"), puis ce faisceau est collimaté et focalisé sur l'antenne cornet d'entrée du récepteur grâce à deux

lentilles identiques en Téflon dont la distance focale est de 10 cm, en utilisant une configuration $4-f$. Le récepteur (de Radiometer Physics et de référence "SAR1110") est constitué d'une chaîne active de convertisseur abaisseur de fréquence pilotée par l'oscillateur local (LO) d'un analyseur de spectre électrique. Grâce à un facteur de multiplication de $\times 96$, l'oscillateur local se mélange au signal THz entrant au niveau de la diode Schottky de détection de la chaîne de conversion descendante, produisant ainsi une fréquence intermédiaire basse (IF) qui est détectée par l'analyseur de spectre. L'échantillon test est placé entre l'antenne cornet et le guide d'ondes THz du récepteur afin d'éviter des alignements fastidieux. Le facteur de multiplication et les pertes de conversion étant chargées dans l'analyseur de spectre électrique, il est finalement possible d'observer directement le spectre THz à l'analyseur de spectre.

3.2.2 Stabilité du banc expérimental THz

En changeant la fréquence du synthétiseur d'entrée (autour de 10 GHz) on peut retracer le spectre expérimental du banc THz à vide en transmission entre 0,75 et 1,1 THz, tel que représenté sur la Fig. 3.8 (ici, la mesure est réalisée sans échantillon ni lentilles, ce qui explique le faible niveau de signal détecté). On remarque avant tout que le spectre n'est pas parfaitement plat : les variations observées sur la transmission du banc à vide correspondent principalement au spectre d'émission de la source, auquel s'ajoutent l'absorption par l'atmosphère (raies fines à 0,825 et 0,875 THz) et les ondes stationnaires liées aux réflexions parasites des éléments optiques (lentilles Téflon), l'anti-reflet n'étant pas commun aux fréquences THz. Afin de limiter ces derniers effets liés aux lentilles et pour simplifier l'alignement du banc, la mesure du spectre présentée en Fig. 3.8 a été réalisée sans lentilles. En effet, la complexité de l'architecture intégrée des étages en cascade de la source et de la détection favorisent l'apparition d'ondes stationnaires qui peuvent interférer plus ou moins en fonction de la fréquence de travail choisie et cela donne alors au spectre cette forme oscillante. Ces ondes stationnaires sont un élément extrêmement parasite, dans la mesure où elles peuvent changer drastiquement l'allure du spectre de la source THz, en fonction de la température, de l'alignement du banc, du taux d'humidité, etc. et sont donc assez imprévisibles.

Des mesures effectuées sur plusieurs heures se montrent relativement stables (variations de 1 dB) telles que présentées sur la Fig. 3.8 alors que des variations temporelles du spectres peuvent apparaître sur des temps plus longs. En effet, le spectre de la source peut fortement varier d'une semaine à l'autre tel que représenté sur la Fig. 3.9, où des différences de puissance de 5 dB non négligeables se manifestent. De plus, on notera qu'il peut être nécessaire de mesurer le taux d'humidité de l'air afin de corrélérer d'éventuelles variations d'amplitude à des variations d'humidité sur cette distance typique de propaga-

tion de 40 cm. Ainsi, chaque fois que l'on réalise une mesure en transmission, on relève un spectre de référence afin de prendre en compte l'état spectral de la source/détection à l'instant t .

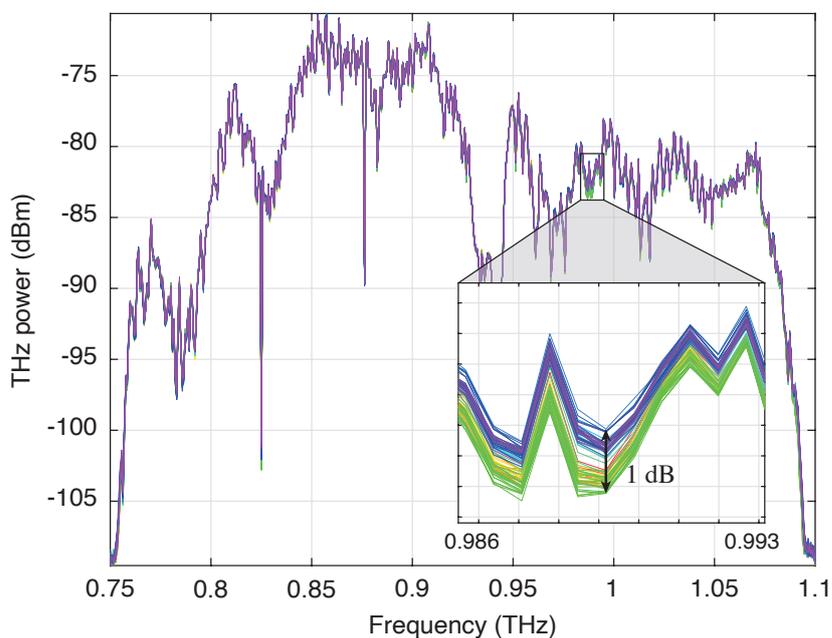


FIGURE 3.8 – Spectres en transmission du banc à vide THz sans lentilles, mesurés pendant 2 jours consécutifs (83 spectres au total). Les variations de puissance sur ces 2 jours sont de 1 dB. Spectres relevés le 12/06/23.

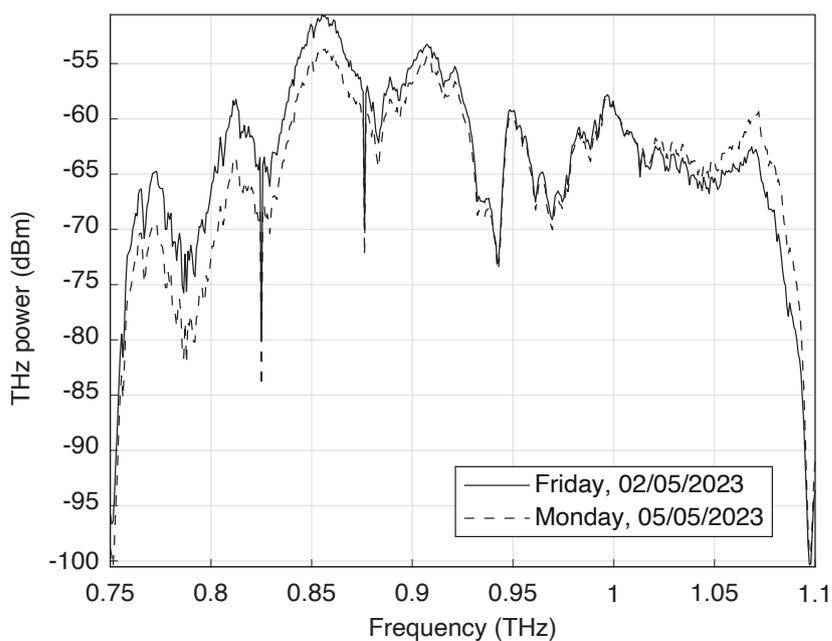


FIGURE 3.9 – Spectres de la source THz mesurés sur 4 jours d'intervalles. Des variations de puissance non négligeables de 5 dB commencent à apparaître.

La mesure THz possède un bruit non négligeable provenant de plusieurs phénomènes :

- le plancher de détection est limité par le bruit blanc de l'analyseur de spectre électrique. Ce plancher se trouve à des puissances extrêmement faibles de -120 dBm environ (1 fW) pour une acquisition avec les paramètres suivants : RBW = 50 Hz ("Resolution Bandwidth") et VBW = 50 Hz ("Video Bandwidth"). La RBW, correspond à la largeur ou précision spectrale d'analyse et la VBW correspond à la résolution utilisée pour le traitement de ces données en sortie d'analyse spectrale. Les signaux THz à détecter étant des signaux faibles (entre -50 dBm et -110 dBm, soit entre 10 nW et 10 fW), il est nécessaire de réduire : (1) la RBW afin de réduire le bruit blanc intégré dans cette bande (conformément au principe régit par le théorème de la limite centrale qui évolue selon $\sqrt{\text{RBW}}$), et (2) le SPAN (largeur de la fenêtre d'acquisition) afin de réduire le temps de mesure (nécessairement plus long pour de plus faibles RBW lorsqu'un analyseur à balayage est utilisé). La réduction de ces deux paramètres d'acquisition permet alors d'améliorer le rapport signal/bruit et de réduire le temps de mesure (SWEEP TIME). Il est très important de noter que l'on a typiquement des SPAN de 5 kHz ainsi que des RBW de 50 Hz pour des signaux d'environ 1 THz. Pour que cette analyse fréquentielle de pointe puisse être effectuée, l'analyseur de spectre électrique et le synthétiseur source sont synchronisés par un signal de référence à 10 MHz.
- il existe également un problème inhérent aux composants électroniques : la gigue fréquentielle (ou "jitter"). Ce bruit en fréquence perturbe le principe de détection hétérodyne qui s'effectue pour des fréquences bien précises et se traduit *in fine* par des variations d'amplitude de la mesure des signaux THz (du fait de l'utilisation d'un analyseur de spectre à balayage).

Pour limiter ce bruit en amplitude nous avons donc choisi de moyennner chacun des points du spectre sur 200 acquisitions. Le temps total d'acquisition pour chaque spectre s'élève ainsi à 35 min (donnée importante qui permet de dimensionner l'étude sur la stabilité temporelle par exemple) et dépendent directement du pas de mesure utilisé. Ce pas est de 7 GHz ici et il est aussi important de remarquer qu'une optimisation du programme MATLAB pilotant l'expérience pourrait certainement permettre de réduire le temps de mesure.

3.2.3 Présentation du protocole de mesure

On se propose d'abord de caractériser en transmission le substrat de GaAs présenté dans la section précédente, afin de vérifier son indice de réfraction n_{GaAs} et ses pertes éventuelles. La transmission expérimentale du banc en présence du GaAs est présentée sur la Fig. 3.10 (a). On remarque tout d'abord que l'on ne peut pas directement observer la transmission de type Fabry-Perot telle que présentée sur la Fig. 3.5. Cela est dû au fait que la transmission globale mesurée est toujours entachée de la signature spectrale de la source, des lentilles et d'autres cavités parasites du banc. Nous voulons donc retrouver la fonction de transmission du substrat de GaAs présenté en Fig. 3.5. Pour ce faire on divise la courbe de transmission en présence du GaAs (placé entre les deux lentilles Téflon) par le spectre en transmission du banc à vide et on retrouve ainsi la transmission Fabry-Perot expérimentale liée au substrat, telle que présentée sur la Fig. 3.10 (b). L'écart entre chaque maxima est appelé "intervalle spectral libre" (ISL), cet intervalle est quasi-constant dans la gamme de fréquence de travail et renseigne sur l'indice de réfraction du matériau de part la formule : $\text{ISL} = c / (2n_{\text{GaAs}}L)$ où c est la célérité et L l'épaisseur du substrat. Pour réaliser l'application numérique de cette formule et remonter à la valeur de l'indice de réfraction du GaAs, l'épaisseur du substrat a été mesurée en salle blanche sur un profilomètre dont la précision est de quelques nanomètres, cette épaisseur est égale à $545 \mu\text{m}$. L'ISL mesuré est d'environ 77 GHz , par le calcul on retrouve alors l'indice théorique $n_{\text{GaAs}} = 3,55$. De plus, les maxima proches de 1 montrent bien que les pertes en transmission au travers de ce substrat peuvent être considérées comme négligeables.

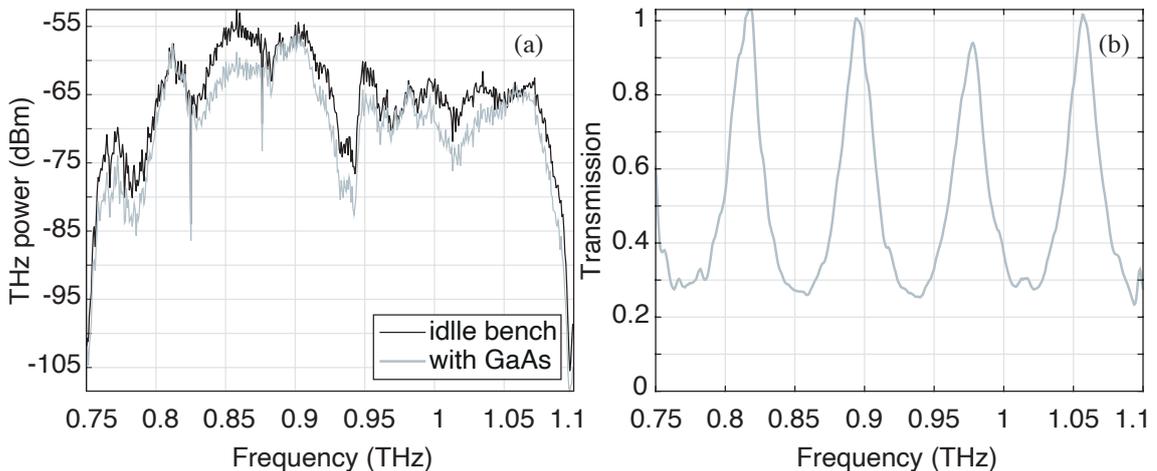


FIGURE 3.10 – (a) Mesures expérimentales en transmission du banc THz (avec lentilles) à vide et avec GaAs. (b) Fonction de transmission expérimentale du GaAs. Mesures relevées le 11/07/23 en espace libre (GaAs placé entre les deux lentilles Téflon).

Ensuite, on réalise les mesures en transmission avec les échantillons InAs/GaAs placés cette fois-ci entre le cornet et le guide d'onde tel que représenté sur la Fig. 3.7, on ajoute ces mesures la Fig. 3.11, pour les échantillons #2 et #3. L'échantillon #1 n'est pas représenté sur cette même courbe, car il a été réalisé plus tard, ainsi les courbes de calibrations sont différentes du fait des variations présentées Fig. 3.9 et la mesure directe ne peut donc être comparée aux autres mesures. On observe bien une diminution de la transmission lorsque que le dopage de la couche d'InAs augmente tel que prévu en théorie de part les pertes présentées en section 3.1.3.

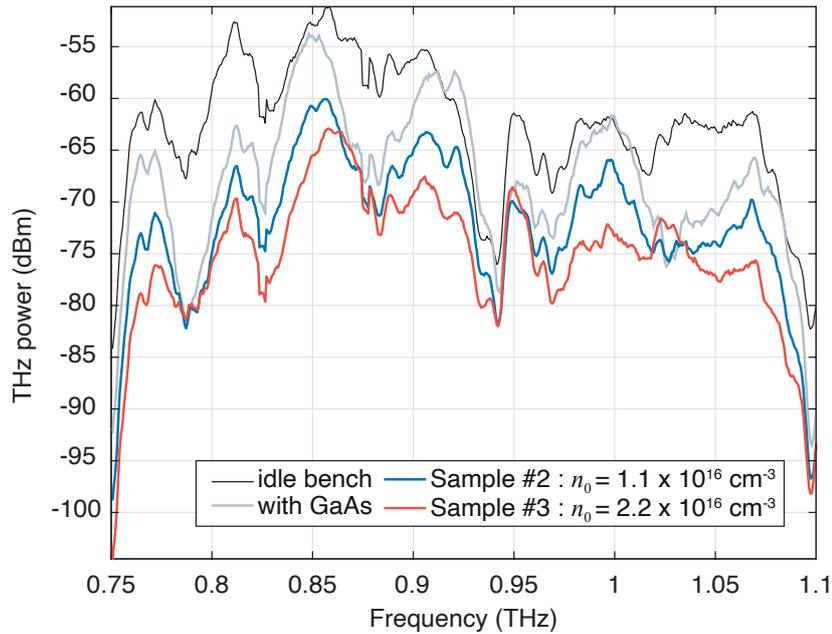


FIGURE 3.11 – Transmissions du substrat GaAs (placé entre les lentilles téflon) et des échantillons #2 et #3 (placés entre le cornet et le guide d'onde, tel que représenté en Fig. 3.7), le 11/01/23.

Juste avant chaque mesure d'échantillon, nous avons réalisé une mesure de la transmission au travers du substrat seul T_{substrat} . C'est cette mesure qui est utilisée comme référence afin de prendre en compte l'état du banc THz à vide au temps t , tel que décrit dans la section précédente. Nous divisons alors la transmission au travers du substrat T_{substrat} par la transmission au travers de l'échantillon avec l'InAs T_{sample} pour obtenir le ratio présenté dans la Fig. 3.12. L'objectif de cette méthode est de s'affranchir de la signature spectrale du banc à vide tout en mettant en exergue les variations de transmission Fabry-Perot qu'il existe entre le substrat de GaAs seul et l'échantillon d'InAs/GaAs. De cette façon, les modifications de la transmission en amplitude et en fréquence liées à la couche d'InAs sont isolées et nous pouvons plus précisément étudier les effets du dopage de cette couche sur la transmission THz.

Comme nous l'avons précédemment montré dans la section 3.1.3, la transmission THz au travers de l'InAs ne dépend que d'un seul paramètre : le niveau de dopage n_0 de la couche. Pour cette raison, nous observons que plus le niveau de dopage est élevé, plus le ratio $T_{\text{substrat}} / T_{\text{sample}}$ est élevé car T_{sample} diminue avec n_0 . Par conséquent, en utilisant le modèle présenté plus haut, on peut estimer le niveau de dopage de la couche d'InAs qu'il faut pour retrouver les ratios expérimentaux. Le substrat sans perte étant le même pour chaque échantillon, les ratios sont obtenus à partir des spectres de simulation présentés en Fig. 3.5 en divisant la courbe grise par la courbe verte, bleue, ou rouge pour chacun des échantillons #1, #2 et #3 respectivement. Les ratios simulés qui en résultent correspondent aux courbes noires de la Fig. 3.12. Puisque l'on observe un très bon accord entre la théorie et l'expérience, on se propose dans la prochaine section d'évaluer la précision et la fiabilité avec laquelle on estime le niveau de dopage avec cette méthode.

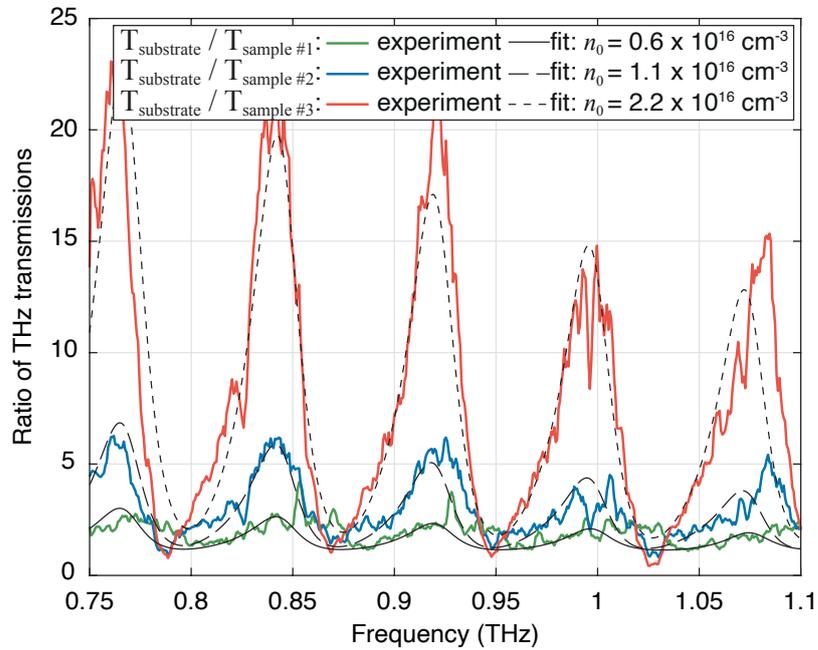


FIGURE 3.12 – Ratios expérimentaux et théoriques des transmissions au travers du substrat seul divisé par la transmission au travers de l'échantillon total, pour chaque échantillon.

3.2.4 Résultats des mesures de transmission et estimation du dopage

Pour trouver les valeurs optimales de n_0 , nous avons mis en place un algorithme qui calcule l'erreur quadratique entre la courbe expérimentale et la courbe théorique qui varie en fonction de n_0 . Nous présentons ces erreurs quadratiques en fonction de n_0 en annexe F pour les 3 échantillons, le minimum de chacune de ces erreurs donne la valeur expérimentale du niveau de dopage dans la couche. Pour avoir une idée de la précision sur cette valeur estimée, nous avons réalisé les 2 protocoles expérimentaux suivants pour l'échantillon #2 :

- Afin d'évaluer la stabilité de la mesure dans le temps nous laissons l'échantillon dans le banc et réalisons l'acquisition d'une série de 61 spectres sur environ 35 h. On effectue ensuite le traitement de données habituel pour chacun des 61 spectres afin de trouver toutes les valeurs optimales de n_0 que l'on présente sur la Fig. 3.13 (b). La dispersion des valeurs de n_0 donne un écart-type d'environ $\sigma_s = 0,0095 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ qui témoigne de l'excellente stabilité temporelle de la mesure sur environ 35 heures (variation de moins de 1 % de la valeur de n_0).
- Afin d'évaluer la reproductibilité de la mesure, nous avons enlevé puis repositionné l'échantillon sur le banc afin de réaliser 5 mesures étalées sur 3 mois : on place le substrat de GaAs sur le banc expérimental, on mesure sa transmission, puis on place l'échantillon InAs/GaAs et on mesure également sa transmission. Chaque fois que l'on place les cavités GaAs ou InAs/GaAs dans le chemin optique THz, on considère que l'on perturbe les multiples ondes stationnaires délétères présentes entre la source et le détecteur et que l'on modifie alors la forme du spectre. Pour prendre en compte ces modifications nous effectuons alors toujours les mesures de références sur le substrat, même si celui-ci est le même pour tous les échantillons. On traite ensuite les données de ces 5 mesures afin d'en sortir les valeurs de n_0 telle que représentées sur la Fig. 3.13 (a). L'écart-type de ces mesures est égal à $\sigma_r = 0,07 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et correspond à l'incertitude de mesure de cette méthode de caractérisation sur le niveau de dopage car cette erreur est plus grande que celle obtenue sur 61 mesures successives pendant 35 h.

Ce sont donc les légers écarts d'alignements liés au positionnement de l'échantillon dans le montage optique qui définissent l'erreur de mesure concernant l'estimation du niveau de dopage. Une solution pour y remédier consisterait à relier directement la sortie de la source à l'entrée du détecteur, sans lentille ni cornet, réduisant ainsi drastiquement les longueurs de propagation et la dépendance à l'alignement. Ceci n'est pas possible à ce jour car le dernier tripleur de fréquence de la chaîne de multiplication de fréquence

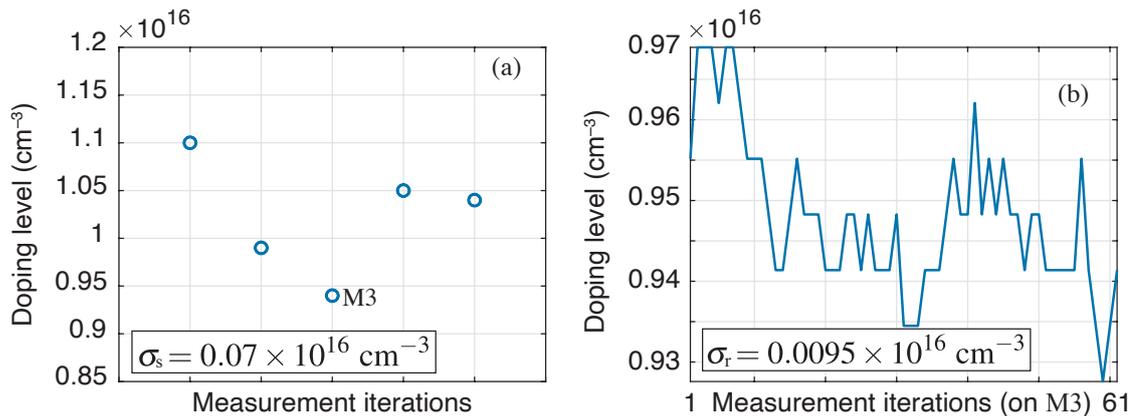


FIGURE 3.13 – Valeurs expérimentales du niveau de dopage dans la couche d’InAs pour (a) une série de 5 mesures étalées sur 3 mois et (b) une série de 61 spectres relevés sur 2 jours consécutifs.

est intégré dans le cornet de la source, cependant la compagnie américaine VDI avec qui nous travaillons devrait pouvoir nous prêter à court terme un tripleur intégré dans un simple guide d’onde pour vérifier ces affirmations.

3.3 Intérêt de la technique pour la mesure dopage

Finalement, nous avons présenté le modèle qui montre que la propagation du THz au travers de l’InAs est fortement dépendante de la densité de porteurs présente dans la couche. Des mesures de transmission THz couplées à ce modèle permettent alors de remonter à la valeur du niveau de dopage n_0 de ces couches avec une erreur de l’ordre de 7 %. Ainsi, si nous avons pris le temps de présenter l’effet du niveau de dopage pour 3 échantillons, c’est parce qu’en étudiant les paramètres matériaux du modulateur (qui n’est autre que la couche active en InAs) nous avons finalement développé une méthode sans contacts électriques, non-destructrice et précise qui permet d’évaluer des niveaux de dopage dans l’InAs. De plus, la mesure de faibles niveaux de dopages dans l’InAs est un réel challenge car les propriétés de ce matériau limitent fortement les mesures usuelles telles que les mesures par effet hall ; c’est ce que nous allons voir dans la cette section.

3.3.1 Etat de l’art des techniques de mesure de dopage

Le contrôle du niveau de dopage des matériaux semi-conducteurs est crucial pour la conception de tous les composants modernes. En effet, les composants électroniques qui ont permis le développement des technologies actuelles sont par exemple constitués de diodes et de transistors, soit de jonctions pour un grand nombre d’entre eux : un contact entre un matériau dopé P et un matériau dopé N. Ainsi, savoir précisément doper les semi-conducteurs a été d’un enjeu crucial pour aboutir à la maîtrise technologique que

nous connaissons. Cependant, il a aussi fallu développer des méthodes capables de mesurer précisément ces niveaux de dopage afin de les contrôler. Par conséquent on trouve aujourd'hui de nombreuses techniques permettant la mesure des niveaux de dopage des semi-conducteurs. On se propose ici de faire une revue brève des techniques de laboratoire et industrielles qui permettent ces mesures de n_0 , en synthétisant leurs caractéristiques dans le Tableau 3.1.

En ce qui concerne les techniques de laboratoire, on trouve la Spectroscopie de Masse des Ions Secondaires (SIMS),¹¹⁰ la Spectroscopie de Masse à Décharge Luminescente (GDMS),¹¹⁰ la Cathodoluminescence (CL),¹¹¹⁻¹¹³ la Microscopie Micro-Ondes à Balayage (SMM),¹¹⁴ des Techniques à effet Seebeck,¹¹⁵ la Spectroscopie du Bruit de Spin (SNS)¹¹⁶ ou encore la Radiométrie à Photo-Porteurs (PCR).^{117,118} Ces techniques permettent d'effectuer des mesures sans contact avec une résolution spatiale pouvant atteindre le nanomètre et peuvent sonder des densités sur une plage de dopage relativement large de l'ordre de 10^{11} – 10^{19} cm^{-3} . Mais ces techniques nécessitent des installations sous vide et sont donc coûteuses et encombrantes. De plus, les techniques très précises mais destructives telles que la SIMS et la GDMS ne mesurent que la densité des atomes et n'indiquent donc pas si les impuretés impliquées dans le dopage sont électriquement actives dans le matériau, ce qui peut induire des erreurs sur l'estimation du niveau de dopage réel de la couche. Toujours parmi les techniques à l'état de recherche, on trouve des techniques de spectroscopie THz plus récentes, capables de sonder précisément des niveaux de dopages grâce à l'excellente sensibilité du THz aux charges libres. La gamme de dopages pouvant être sondés par ces techniques est de 10^{15} – 10^{19} cm^{-3} . Ces techniques fonctionnent principalement en régime impulsionnel dans le domaine temporel (THz-TDS) et sont couplées à des configurations Pompe-Optique Sonde-THz (OPTP).^{26,27} Ces techniques ont aussi été implémentées sur des techniques de microscopie telles que l'AFM¹¹⁹ ou le SNOM¹²⁰ afin de bénéficier d'excellentes résolutions spatiales pouvant atteindre le nanomètre. Le principal inconvénient de ce type de technique réside dans la complexité du banc expérimental. Ces méthodes sont alors délicates, imposantes, sensibles à l'alignement et coûteuses. Parmi les techniques de caractérisations industrielles, on retrouve les mesures à contacts électriques telles que les mesures de Capacité-Tension (C-V)^{121,122} ou d'effet Hall,¹¹⁰ qui sont les techniques les plus utilisées pour la mesure du niveau de dopage. Les avantages de ces mesures sont qu'elles fonctionnent à température ambiante et qu'elles sont assez simples à réaliser puisqu'un contact électrique suffit pour obtenir une estimation rapide du niveau de dopage, la gamme de mesure étant de 10^{15} – 10^{18} cm^{-3} . Cependant, le principal inconvénient de ces techniques vient du contact électrique lui-même qui peut conduire à des erreurs de l'ordre de 10–30 % sur l'estimation du niveau de dopage, en particulier dans le cas de l'InAs.¹²³ La nature de ces erreurs est examinée en détail dans la section suivante car elles constituent le principal point de comparaison entre les mesures industrielles à contacts électriques et la méthode présentée ici.

TABLEAU 3.1 – Tableau comparatif des différentes techniques de mesure de dopage.

Techniques	Plages de dopages (cm^{-3})	Erreurs	Avantages	Inconvénients
SIMS ¹¹⁰	10^{12} – 10^{19}	10–20 %	résolution spatiale de 1–10 μm	destructrice, besoin d'échantillon de référence
GDMS ¹¹⁰	10^{15} – 10^{19}	~ 20 %	—	grande incertitude de mesure
PCR ^{117,118}	10^{14} – 10^{19}	10–30 %	imagerie 3D, rés. spatiale $\sim 100 \mu\text{m}^3$	sensible à la rugosité de surface
SMM ¹¹⁴	10^{15} – 10^{20}	4–35 %	résolution spatiale $\sim 2 \mu\text{m}$	besoin d'échantillon de calibration
Seebeck ¹¹⁵	10^{16} – 10^{18}	10–15 %	résolution spatiale $\sim \text{nm}$	sensible à la température et à la surface
SNS ¹¹⁶	$\sim 10^{16}$	5 %	résolution spatiale $< 50 \mu\text{m}$	sensible à la surface, $T = 45 \text{ K}$
CL ^{111–113}	10^{17} – 10^{19}	10 %	résolution spatiale $\sim 2 \text{ nm}$	limitée aux forts niveaux de dopage
THz-TDS ²⁶	10^{16} – 10^{19}	15–30 %	mesure aussi le temps de vie	dépend du régime d'injection
OPTP ²⁷	10^{15} – 10^{19}	30–40 %	mesure aussi le temps de vie	dépend du régime d'injection
C-V ^{121,122}	10^{15} – 10^{18}	20 %	facile à implémenter	dépend des recombinaisons de surface
Hall effect ¹¹⁰	10^{11} – 10^{18}	10–30 %	facile à implémenter	très sensibles aux conceptions parasites

3.3.2 Comparaison aux mesures industrielles

On se propose alors de comparer la méthode développée ici avec la technique à effet Hall, technique la plus répandue concernant la mesure de niveau de dopage. Pour ce faire, nous avons pris des morceaux des 3 échantillons InAs/GaAs caractérisés avec le THz et nous avons effectué la mesure à effet Hall en salle blanche, sur un setup configuré selon la méthode de van de Pauw.¹²⁴ Cette méthode a été développée en 1958 dans le laboratoire Phillips par L.J. van der Pauw et consiste en une mesure à 4 contacts électriques : 2 contacts permettent une mesure de tension, les 2 autres contacts permettent une mesure de courant (classiques d'une mesure à effet Hall). Ces contacts sont placés sur le périmètre de l'échantillon afin de respecter les conditions posées par L.J. van der Pauw. Les mesures de niveau de dopage n_0 estimées à partir de cette méthode sont renseignées aux côtés des valeurs estimées par notre méthode dans le Tableau 3.2 pour chacun des échantillons. On remarque alors que les mesures à effet Hall valident la tendance selon laquelle le niveau de dopage augmente de l'échantillon #1 vers l'échantillon #3. Cependant, les valeurs du niveau de dopage estimées avec cette technique peuvent être affectées par des erreurs importantes, notamment dans le cas de l'InAs et pour des dopages aussi faibles que ceux mesurés.

En effet, la méthode van der Pauw repose sur des mesures de résistivité et de conductivité pour retrouver la densité de porteurs, mais des conceptions parasites peuvent exister dans l'InAs et induire des erreurs. Ces phénomènes parasites sont :

- la conduction à la surface de l'InAs due à la présence d'une couche d'accumulation de charges.^{125, 126}
- la conduction à l'interface avec le GaAs due à la présence de dislocations (impuretés formées par le désaccord de maille de 7,2 % entre InAs et GaAs).^{127, 128}

Sous ces conditions et pour de faibles niveaux de dopages, ce type de mesure peut alors surestimer la conductivité des porteurs et donc surestimer leur densité par rapport à nos mesures sans contact. On observe en effet cette tendance sur le tableau 3.2.

Ces phénomènes parasites se produisent sur des couches qui présentent des niveaux de dopage de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} et possèdent des épaisseurs nanométriques : les pertes par absorption cumulées sur ces défauts restent encore très faibles (absorption de 0,1 %) et interfèrent peu sur la mesure. Cette insensibilité de la technique aux phénomènes de conceptions parasites est d'autant plus renforcée que la mesure présentée est sans contact : les contacts électriques peuvent également introduire des erreurs de mesures s'ils ne sont pas bien conçus.

TABLEAU 3.2 – Tableau comparatif des données expérimentales du niveau de dopage mesurées avec notre technique et l’effet Hall.

Échantillon	Notre technique (cm^{-3})	Effet Hall (cm^{-3})
#1	0.6×10^{16}	0.9×10^{16}
#2	1.1×10^{16}	1.5×10^{16}
#3	2.2×10^{16}	3.7×10^{16}

3.4 Conclusions sur l’interaction THz-matière sans pompage optique

Dans ce chapitre nous avons tout d’abord étudié la permittivité de l’InAs dans la gamme de travail THz et montré que cette propriété fondamentale qui régit l’interaction lumière/matière dépend principalement des électrons libres présents dans l’InAs. Afin de comprendre l’effet de ces charges libres sur le THz, nous avons étudié l’évolution de paramètres macroscopiques clés tel que l’indice de réfraction complexe en fonction de la densité de charges libres. Nous avons alors montré qu’une augmentation de la densité de charges libres à pour effet d’augmenter l’indice de réfraction n_{InAs} et le coefficient d’extinction κ_{InAs} de la couche vis-à-vis du THz, qui tend à se comporter comme un métal à pertes. Cette augmentation de n_0 a en effet pour conséquence d’augmenter le pouvoir de réflexion de la couche ainsi que son absorption. La transmission au travers de ce métal à pertes est donc d’autant plus faible que la densité de charge libre est grande.

Nous avons ensuite présenté une étude sur la transmission THz d’échantillons composés de couches de $5 \mu\text{m}$ d’InAs déposées sur un substrat de GaAs transparent au THz de $545 \mu\text{m}$ d’épaisseur. Ces échantillons se comportent comme des cavités Fabry-Perot, dont les transmissions dépendent des pertes introduites par les couches d’InAs : ces pertes étant plus grandes lorsque le niveau de dopage de la couche augmente, les transmissions des échantillons diminuent avec le dopage.

Enfin, nous avons présenté un protocole permettant d’évaluer le niveau de dopage de la couche d’InAs avec une précision d’environ 7 % grâce à de simple mesures de transmission combinées avec le modèle de la permittivité. Cette méthode s’avère particulièrement intéressante dans le cas de l’InAs puisque des mesures de faibles dopages sont rares et fastidieuses. En effet, les mesures classiques à effet Hall peuvent présenter des erreurs allant jusqu’à 20 % puisque qu’elles sont entachées de phénomènes électriques parasites. Ces mesures par effet Hall sont de surcroît chronophages et délicates car elles nécessitent la réalisation de contacts électriques. Cette nouvelle méthode de mesure THz étant sans contact elle permet alors une estimation plus fiable et plus rapide du niveau de dopage de l’échantillon massif.

Chapitre 4

Mesures pompe-sonde infrarouge-THz en régime continu

Nous avons vu précédemment que la permittivité de l'InAs de type N dans la gamme de travail THz ne dépend que de la densité d'électrons libres présente dans la couche. Cette permittivité montre que l'InAs se comporte comme un semi-conducteur dont la transmission dépend du niveau de dopage de la couche. Dans cette partie, on se propose de moduler la densité totale d'électrons libres par le biais d'une pompe optique infrarouge (IR) modulée. Cette pompe optique génère des porteurs en excès dans la couche qui modulent la transmission THz. Ainsi, dans ce chapitre, nous présenterons plutôt les effets physiques permettant la modulation du THz que les performances de modulation du composant. On montrera également que la fréquence maximale de modulation est liée au temps de vie des porteurs en excès, un autre paramètre matériau essentiel.

4.1 Pompage optique à 1064 nm

Parmi les différents moyens de moduler de façon active la densité de porteurs d'un semi-conducteur, deux techniques sont dominantes :

- le moyen électrique, par l'injection de porteurs via l'application d'un courant ou par la déplétion d'une partie du matériau,
- le pompage optique, où un flux de photon crée des porteurs en excès sous forme de paires électron-trous.

Le moyen électrique est complexe à mettre en œuvre car il nécessite la fabrication de contacts électriques, souvent délicats à réaliser. De plus la densité de porteurs générés avec cette technique reste limitée au niveau des contacts. Nous avons donc choisi le moyen optique pour modifier la densité de porteurs libres de l'InAs car cette méthode sans contact

est plus simple à mettre en place et les densités de porteurs générées dans le matériau sont généralement plus grandes. Nous avons choisi de travailler avec une pompe optique infrarouge à la longueur d'onde de 1064 nm car cette longueur d'onde possède une énergie supérieure à la bande interdite de l'InAs permettant ainsi un pompage de l'InAs. De plus, nous disposons à cette longueur d'onde de l'équipement nécessaire à la fois pour de fortes puissances de pompage optique (jusqu'à 2 W en CW), avec un maintien de polarisation (rectiligne), et une modulation d'amplitude jusqu'à 12 GHz. Le choix de la longueur d'onde de pompage est discuté plus en détail section 5.2.

4.1.1 Processus d'absorption et photo-génération

Le pompage optique de l'InAs repose sur la conversion suivante : une densité de flux de photon est absorbée dans la couche et génère des charges libres. Ces charges libres diffusent dans le matériau et génèrent une densité volumique de porteurs libres. La densité de flux de photon est liée à la longueur d'onde, la puissance et la taille du faisceau de la pompe optique par la formule suivante :

$$\phi_0 = \frac{dP_{\text{opt}}}{E_{\text{IR}}} = \frac{P_{\text{opt}} \lambda_{\text{IR}}}{S h c} \quad (4.1)$$

où P_{opt} est la puissance de la pompe optique, $dP_{\text{opt}} = P_{\text{opt}}/S$ est la densité de puissance optique avec $S = \pi w_{\text{opt}}^2$ la surface effective du mode optique et w_{opt} le rayon de mode du faisceau gaussien optique, h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et $\lambda_{\text{IR}} = 1064$ nm la longueur d'onde de la pompe optique. Une partie de ce flux de photon incident ϕ_0 est réfléchi à la surface de l'InAs et l'autre partie de ce flux est transmise (on ne prend pas en compte les pertes par diffusion de la pompe optique au niveau de l'InAs car la surface du matériau présente une rugosité sub-longueur d'onde de quelques nm relevée au microscope à force atomique). Le flux transmis pénètre alors la couche et y est totalement absorbé. En effet, la longueur d'onde de travail de la pompe optique est choisie de sorte que l'énergie de chaque photon est supérieure au gap de l'InAs : l'énergie du gap de l'InAs est $E_{\text{gap}} = 0,354$ eV et l'énergie des photons de la pompe est $E_{\text{IR}} = 1,24$ eV pour $\lambda_{\text{IR}} = 1064$ nm. De cette façon, les photons qui pénètrent la couche ont assez d'énergie pour exciter les électrons de la bande de valence vers la bande de conduction. Chaque électron excité en bande de conduction crée un trou en bande de valence. Ainsi, pour chaque photon absorbé il y a création de paires électron-trou appelées porteurs en excès. L'absorption du flux de photon dans l'InAs suit la loi classique de Beer-Lambert :

$$\phi(z) = (1 - R_{\text{IR}}) \phi_0 e^{-\alpha_{\text{IR}} z} \quad (4.2)$$

où R_{IR} est le pouvoir de réflexion de l'onde IR à la surface de l'InAs, α_{IR} le coefficient

d'absorption de l'InAs à la longueur d'onde de la pompe optique et z est la distance de propagation de la pompe IR (l'épaisseur de la couche d'InAs est selon z). Le coefficient d'absorption gouverne la décroissance exponentielle du champ dans la couche et dépend de la longueur d'onde d'excitation d'après la formule :

$$\alpha_{\text{IR}} = \frac{4\pi}{\lambda_{\text{IR}}} \kappa_{\text{IR}} \quad (4.3)$$

avec κ_{IR} le coefficient d'extinction contenu dans l'indice complexe de l'InAs^{129,130} :

$$\begin{aligned} \tilde{n}_{\text{IR}} &= n_{\text{IR}} + i \kappa_{\text{IR}} \\ &= 3,48 + i0,107 \end{aligned}$$

En utilisant les valeurs de λ_{IR} et κ_{IR} dans l'équation (4.3) on trouve $\alpha_{\text{IR}} = 12600 \text{ cm}^{-1}$. Cette valeur de α_{IR} nous permet ensuite de calculer le taux avec lequel les paires électron-trou sont générées dans le matériau¹³¹ :

$$G_{\text{opt}}(z) = -\frac{\partial \phi(z)}{\partial z} = \alpha_{\text{IR}} \times \phi(z) \quad (4.4)$$

Le taux de génération optique G_{opt} exprimé en $[\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}]$ est en effet proportionnel à la variation du flux de photon dans la couche puisque c'est l'absorption de ce flux de photon qui génère les paires électrons-trou. Pour calculer numériquement le profil de ce taux de génération nous utilisons le champ électrique de la pompe optique dans l'InAs plutôt que la densité de flux de photon, ces deux grandeurs étant reliées par le vecteur de Poynting :

$$\phi(z) = \frac{1}{2\eta} |\vec{E}_{\text{InAs}}(z)|^2 \quad (4.5)$$

avec η l'impédance électromagnétique de l'InAs et $\vec{E}_{\text{InAs}}(z)$ le champ électrique de l'onde optique qui pénètre l'InAs. Puisque l'onde est absorbée par l'InAs, le champ électrique décroît lui aussi exponentiellement lors de la propagation. Nous présentons en annexe ?? la méthode numérique qui calcule les différentes composantes du champ électromagnétique lors de la propagation des ondes dans les différents milieux. Cette méthode utilise les solutions de l'équation d'onde sous un formalisme matrice S pour exprimer les différentes conditions de continuité des champs dans toute la structure. Une fois le module du champ calculé dans la structure on peut enfin calculer le taux de génération optique en combinant les équations (4.4), (4.3) et (4.5), il vient :

$$G_{\text{opt}}(z) = \frac{\pi}{hc \eta_0} \text{Im}(\epsilon_{\text{IR}}) |\vec{E}_{\text{InAs}}(z)|^2 \quad (4.6)$$

avec η_0 l'impédance électromagnétique du vide et $\text{Im}(\epsilon_{\text{IR}}) = 2 n_{\text{IR}} \kappa_{\text{IR}}$ la partie imagi-

naire de la permittivité de l'InAs à la longueur d'onde infrarouge. Ce taux de génération optique présenté en Fig. 4.1 (a) est ensuite utilisé comme le terme source de la génération des porteurs en excès tel que présenté dans la section suivante.

4.1.2 Diffusion des charges en excès

La densité de porteurs créée par le taux de génération optique va ensuite diffuser dans le matériau et la loi qui gouverne cette diffusion est l'équation du transport ambipolaire :

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = G_{\text{opt}}(z) - \frac{\delta n}{\tau_{\text{eff}}} + D_a \frac{\partial^2 \delta n}{\partial z^2} \quad (4.7)$$

où δn est la densité d'électrons en excès, D_a le coefficient de diffusion ambipolaire et τ_{eff} le temps de vie effectif des électrons en excès : ce paramètre matériau est primordial pour la conception du modulateur THz et fait l'objet de toute la seconde moitié de ce chapitre. Pour trouver les valeurs de δn il faut donc résoudre cette équation différentielle qui décrit le comportement de la densité de charge en excès dans le temps et dans l'espace. Ici nous cherchons d'abord à connaître la répartition spatiale de cette densité de porteurs selon l'axe z . On peut simplifier cette équation puisque le pompage optique se fait en régime CW, la densité de porteurs en excès atteint donc le régime permanent temporel, ainsi : $\partial \delta n / \partial t = 0$. Il faut alors résoudre l'équation différentielle du second ordre dans l'espace. Pour ce faire nous avons développé un code numérique basé sur un schéma récursif mettant en place des différences finies en chaque point de l'espace. Ce schéma récursif est mis sous forme matriciel et on résout alors ce système tel que présenté en annexe A. Finalement cela nous donne la répartition spatiale de la densité δn ayant diffusé dans la couche telle que représentée en Fig. 4.1 (b).

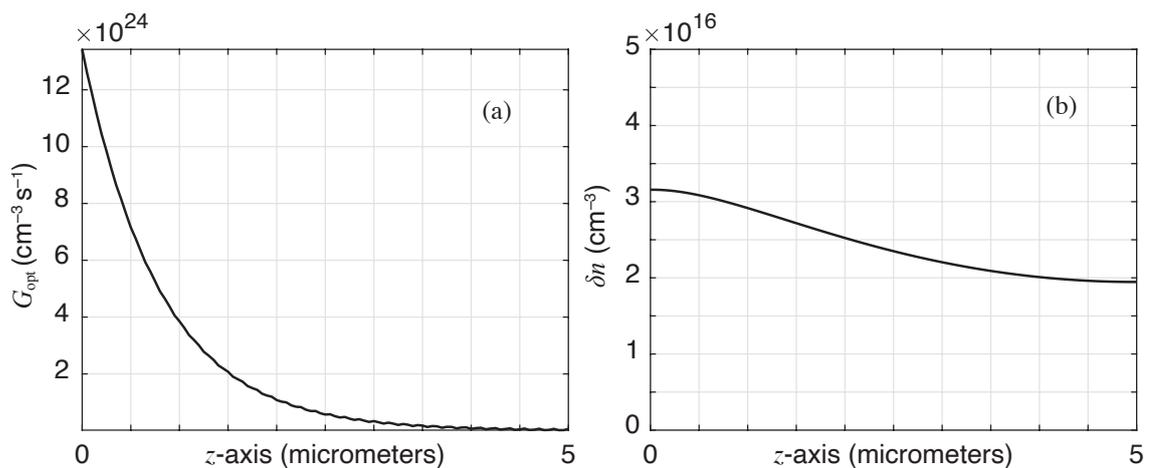


FIGURE 4.1 – Résultats de simulation pour un pompage à 1064 nm de l'échantillon #1 : (a) flux de photons absorbé dans l'InAs (en $z = 5 \mu\text{m}$: $G_{\text{opt}} = 6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) et (b) répartition spatiale de la densité de porteur en excès δn générée par ce flux et calculée d'après l'équation (4.7). Les paramètres de simulation sont donnés dans le Tableau 4.1.

On remarque alors que la répartition spatiale des porteurs n'est pas parfaitement homogène : la densité de porteur est plus grande là où le taux de génération est le plus grand (soit en $z = 0$, au niveau de l'interface air/InAs) puis cette densité est plus faible quand on s'éloigne de la surface. Cette spécificité de diffusion vient du paramètre ambipolaire D_a que l'on a utilisé dans l'équation (4.7). Ce coefficient tient compte du phénomène de diffusion suivant : lorsque le flux de photon est absorbé dans la couche, des électrons et des trous en excès sont créés en densités égales et ces charges diffusent naturellement de part les gradients de concentrations qui existent au travers de la couche d'InAs (les charges sont créées en grand nombre sur la face avant mais très peu sont créées au niveau de la face arrière, en contact avec le GaAs). Cependant les électrons et les trous vont diffuser différemment dans la couche de part leur différence de mobilité, de masse effective et de temps de vie. Cette inhomogénéité spatiale de la diffusion des électrons et des trous crée un gradient de charges qui génère un champ électrique interne. Ce champ électrique tend à compenser la diffusion naturelle des porteurs (de façon similaire à la zone de charge d'espace d'une jonction PN) et cela est pris en compte dans le coefficient de transport ambipolaire :

$$D_a = \frac{\mu_n n D_p + \mu_p p D_n}{\mu_n n + \mu_p p} \quad (4.8)$$

avec $n = n_0 + \delta n$ et $p = p_0 + \delta n$ les densités totales d'électrons libres et de trous libres respectivement, $D_p \approx 7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ le coefficient de diffusion des trous, $\mu_p = 0,027 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ la mobilité des trous, $D_n \approx 500 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ le coefficient de diffusion des électrons et $\mu_n = 2,2 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ la mobilité des électrons.

Par conséquent, même si les trous n'ont que très peu d'effet sur les ondes THz, leur présence influe sur les électrons libres en excès et il faut donc les prendre en compte dans le modèle de diffusion car cela joue un rôle important dans l'homogénéisation des électrons dans la couche. Cette homogénéisation est importante dans le sens où elle définit l'épaisseur maximale d'InAs à utiliser, cette épaisseur étant égale à la longueur de diffusion :

$$L_D = \sqrt{D_a \times \tau_{\text{eff}}} \quad (4.9)$$

Pour les densités de porteurs et temps de vies typiques des échantillons que nous utilisons, cette longueur de diffusion se situe entre 4 et 5 μm , au-delà de cette épaisseur, la densité d'électrons générée qui permet de moduler le THz chute drastiquement, et la partie de l'InAs qui ne contient aucune charge en excès devient inutile vis-à-vis de la modulation du THz. Nous présentons en détail cette notion en section 5.1.2, dans le chapitre concernant le dimensionnement du modulateur car il s'agit d'un phénomène important qui concerne le choix sur l'épaisseur de couche optimale.

Enfin, il est important de préciser que pour arriver à résoudre cette dernière équation (4.7), des simplifications ont été faites.

- D’abord, la densité de flux de photon a été considérée comme homogène sur la partie transverse du faisceau. Or le profile transverse du faisceau étant gaussien, la densité de photons et donc la densité de porteurs générés est plus intense au centre du faisceau. Cette répartition transverse de la densité ne peut pas être finement sondée par le mode THz car le mode TE_{10} incident sur l’InAs établit dans le guide d’onde de dimension $125 \times 250 \mu\text{m}$ est aussi large que le mode optique ($w_{\text{opt}} \approx 250 \mu\text{m}$). Pour grandement simplifier les calculs nous ne considérons pas cette répartition transverse de la densité en excès.
- Enfin, la longueur d’onde THz est grande devant l’épaisseur de la couche d’InAs. L’onde THz possède une longueur d’onde d’environ $300 \mu\text{m}$ dans l’air pour la gamme de travail considérée. L’indice typique de l’InAs à ces fréquences est $n_{\text{InAs}} = 2-4$ (cf. la Fig. 3.2). La longueur d’onde THz dans le matériau est donc $\lambda_{\text{InAs}} = 75-150 \mu\text{m}$. Cette longueur d’onde est généralement bien plus grande que l’épaisseur de la couche, le THz n’est donc pas sensible à la répartition longitudinale des électrons dans la couche.

De part ces considérations transverses et longitudinales nous pouvons considérer que le THz est sensible à une densité de charge effective définie comme la densité moyenne présente dans la couche. Par exemple dans le cas présenté en Fig. 4.1 (b) cela correspond à une densité $\delta n_{\text{th}} = 2,442 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$. Nous montrons par la suite que ces approximations sur la densité effective sont corroborées par les mesures et peuvent alors permettre de simplifier encore plus le modèle de photo-génération des charges en excès, tel que nous allons le présenter dans la section suivante.

4.1.3 Modèle simplifié de la photo-génération des porteurs en excès

Nous venons de montrer que la répartition des charges libres dans la couche d’InAs vis-à-vis du THz peut être approximée en théorie par une densité de charge libre effective moyenne δn_{th} . Nous montrons ici que l’on peut encore un peu plus simplifier les calculs en considérant que pour des couches d’épaisseurs inférieures à la longueur de diffusion (soit inférieures à $5 \mu\text{m}$), la diffusion des charges est homogène ; dans l’équation (4.7) on simplifie $\partial^2 \delta n / \partial z^2 = 0$. L’équation du transport ambipolaire devient alors :

$$G_{\text{opt}} = \frac{\delta n}{\tau_{\text{eff}}} \quad (4.10)$$

Le taux de génération ne dépend plus de z et pour calculer sa valeur nous faisons l'approximation selon laquelle ce taux peut être calculé en divisant le flux absorbé (nombre de paires électron-trous créées par seconde dans le matériau) par le volume effectif dans lequel ces charges sont créées (toutes les densités de populations sont exprimées en $[\text{cm}^{-3}]$ dans les semi-conducteurs), ce taux de génération optique devient alors :

$$G_{\text{opt}} = \frac{\Phi_{\text{abs}}}{V_{\text{eff}}} \quad (4.11)$$

où Φ_{abs} est le flux de photon absorbé dans l'InAs, exprimé en $[\text{nb/s}]$ et V_{eff} est le volume borné par l'épaisseur de la couche et la taille du faisceau de pompe optique tel que : $V_{\text{eff}} = H \times S$. Cependant, de part le coefficient d'absorption $\alpha_{\text{IR}} = 12\,600 \text{ cm}^{-1}$ de la pompe optique, on remarque d'après l'équation (4.2) que 99% du flux de photon est absorbé sur une distance $L_{99\%} \approx 3,65 \text{ }\mu\text{m}$. Puisque la couche d'InAs mesure $5 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, on peut alors considérer que tout le flux transmis à la surface de l'InAs y est absorbé : le flux transmis est donc égal au flux absorbé. Pour calculer le flux absorbé correspondant au nombre total de photons transmis par seconde à la surface de l'InAs, il suffit de multiplier la densité de flux de photon à cette interface par la surface d'éclairage du faisceau de pompe optique : $\Phi_{\text{abs}} = \phi(z=0) \times S$.

Enfin, en combinant les équations (4.1) et (4.2) avec les équations (4.10) et (4.11) on trouve une expression permettant de calculer δn_s très simplement avec les paramètres expérimentaux :

$$\delta n_s = (1 - R_{\text{IR}}) \frac{P_{\text{opt}} \lambda_{\text{IR}}}{h c V_{\text{eff}}} \tau_{\text{eff}} \quad (4.12)$$

Afin de valider le résultat de ces approximations on se propose de confronter les résultats entre ce modèle réduit permettant de calculer δn_s et la méthode numérique plus complexe basée sur la diffusion qui permet de déterminer δn_{th} . Les paramètres de simulation qui ont permis de trouver la répartition spatiale de la densité utilisés pour tracer la Fig. 4.1 (a) et (b) sont renseignés dans le tableau 4.1 et nous utilisons ces paramètres pour calculer δn_s .

Finalement la valeur de densité en excès δn_s trouvée avec toutes ses approximations est en accord avec ce que l'on trouve en résolvant rigoureusement l'équation du transport, mais la simplicité de ce calcul permet de gagner en complexité et temps de calcul. Nous montrons dans la section qui suit que les valeurs de δn_s calculées sont corroborées par des mesures expérimentales. De plus, la valeur du temps de vie τ_{eff} utilisée pour tous ces calculs a également été relevée expérimentalement et sera présenté en section 4.5.1.

TABLEAU 4.1 – Tableau des données numériques permettant de calculer les densités de porteurs en excès δn_{th} et δn_{s} à partir des couples d'équations (4.6),(4.7) et (4.10),(4.11).

Paramètres	Valeurs	Unité
P_{opt}	28 (or 631)	dBm (or mW)
$G_{\text{opt}}(z=0)$	1.34×10^{25}	$\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$
Φ_{abs}	2.088×10^{18}	nb.s^{-1}
V_{eff}	9.81×10^{-7}	cm^3
G_{opt}	2.12×10^{24}	$\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$
τ_{eff}	11.5	ns
δn_{th}	2.442×10^{16}	cm^{-3}
δn_{s}	2.438×10^{16}	cm^{-3}

4.2 Mesures des densités de charges générées en fonction de la puissance optique P_{opt}

Dans cette section, on se propose d'évaluer la densité de porteurs en excès générée expérimentalement en fonction de la puissance optique. Nous avons en effet montré en section 3.2.3 que l'on possède une méthode permettant d'estimer la densité totale d'électrons libres à partir de mesures de transmission THz. De plus, on vient de montrer qu'avec l'utilisation d'une pompe optique, on peut générer des porteurs en excès dans la couche d'InAs, augmentant ainsi la densité totale d'électron. Par conséquent, en effectuant les mesures décrites en section 3.2.3 en fonction de la puissance optique, on est capable de remonter expérimentalement à la densité de porteurs en excès générée dans la couche d'InAs.

En effet, sous excitation optique CW on a montré avec l'équation (4.12) qu'en augmentant la puissance de pompe on augmente la densité de porteurs photo-générés. Ces porteurs en excès δn s'ajoutent aux porteurs naturellement présents dans le matériau n_0 . La densité totale d'électrons libres devient donc $\delta n + n_0$. La permittivité de l'InAs précédemment exprimée sans pompage optique (équation 3.6) est dépendante de la densité totale d'électrons libres et devient alors :

$$\varepsilon_{\text{THz}} = \varepsilon_{\text{st}} \left(1 - \frac{e^2 (n_0 + \delta n)}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{st}} m_n^*} \frac{1}{\omega^2 + i\Gamma_n \omega} \right) \quad (4.13)$$

On réalise les mesures de transmission THz telles que présentées en section 3.2.3 afin de remonter à la densité de porteurs libres présente dans la couche. La Fig. 4.2 présente ces mesures mais cette fois-ci sous excitation optique. On voit sur cette figure que l'on

retrouve la valeur du dopage résiduel de l'échantillon lorsque $P_{\text{opt}} = 0$ (sans pompage optique). Cependant, sous pompage optique et pour différentes valeurs de puissance de pompe telles que $P_{\text{opt}} = 19$ dBm, $P_{\text{opt}} = 24$ dBm et $P_{\text{opt}} = 28$ dBm on remarque que les ratios expérimentaux sont d'autant plus grands que la puissance de pompe augmente. Ces ratios sont sensibles à la densité totale de charge présente dans la couche d'InAs, si ces ratios augmentent c'est donc que la densité totale de charge augmente avec le pompage optique. On s'attend à une telle évolution puisque d'après l'équation (4.12), sous pompage optique on augmente la densité totale d'électrons libres $n_0 + \delta n$ et c'est cette densité totale que l'on peut évaluer avec les mesures de transmission THz. Cependant, n_0 a été mesurée pour chaque échantillon et est une constante du matériau (pour un matériau donné et une température donnée). Pour chacune de ces puissances optiques de 19 dBm, 24 dBm et 28 dBm nous pouvons donc remonter à des densités δn générées de $0,4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $1,3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $2,2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ respectivement.

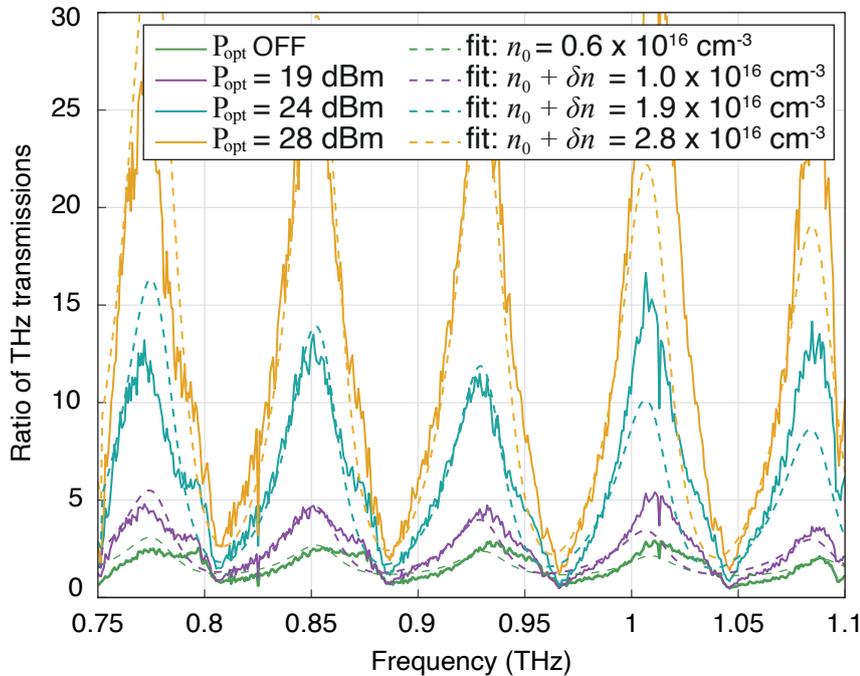


FIGURE 4.2 – Ratios des transmissions THz en fonction de la puissance optique P_{opt} pour l'échantillon # 1. Les courbes pleines correspondent aux mesures expérimentales et les courbes pointillées aux simulations. Rayon de mode optique $w_{\text{opt}} = 250 \mu\text{m}$.

4.3 Modulation de la pompe optique

Jusqu'ici nous avons étudié l'aspect statique de l'introduction des charges en excès sur la transmission THz : plus la puissance de pompe optique est forte et plus la densité de charge générée dans l'InAs augmente, ce qui diminue la transmission THz. On se propose ici de moduler la puissance de pompe dans le temps, afin de moduler la transmission THz.

4.3.1 Banc expérimental dynamique

Pour se faire, on utilise le banc expérimental présenté sur la Fig. 4.3. Ce setup reprend le même banc THz que pour la mesure de transmission (en vert), la seule différence repose sur l'introduction du système optique de pompage (en rouge). En effet, pour la pompe optique nous utilisons comme source un laser à base de semi-conducteur opérant à 1064 nm. L'émission de ce laser est couplée puis guidée dans un système à base de fibres optique mono-modes à maintien de polarisation, contenant les composants suivants : (1) un modulateur de type Mach-Zehnder (bande passante de 12 GHz) permettant de moduler la puissance optique en amplitude, (2) un amplificateur optique à base de fibres dopées Ytterbium permettant d'amplifier la puissance optique modulée (jusqu'à 2 W, soit 33 dBm), et (3) une fibre micro-lentillée¹³² permettant une illumination contrôlée sur l'InAs grâce à une excellente maîtrise du faisceau optique. Les caractéristiques de cette fibre micro-lentillée sont présentées en section 5.3.

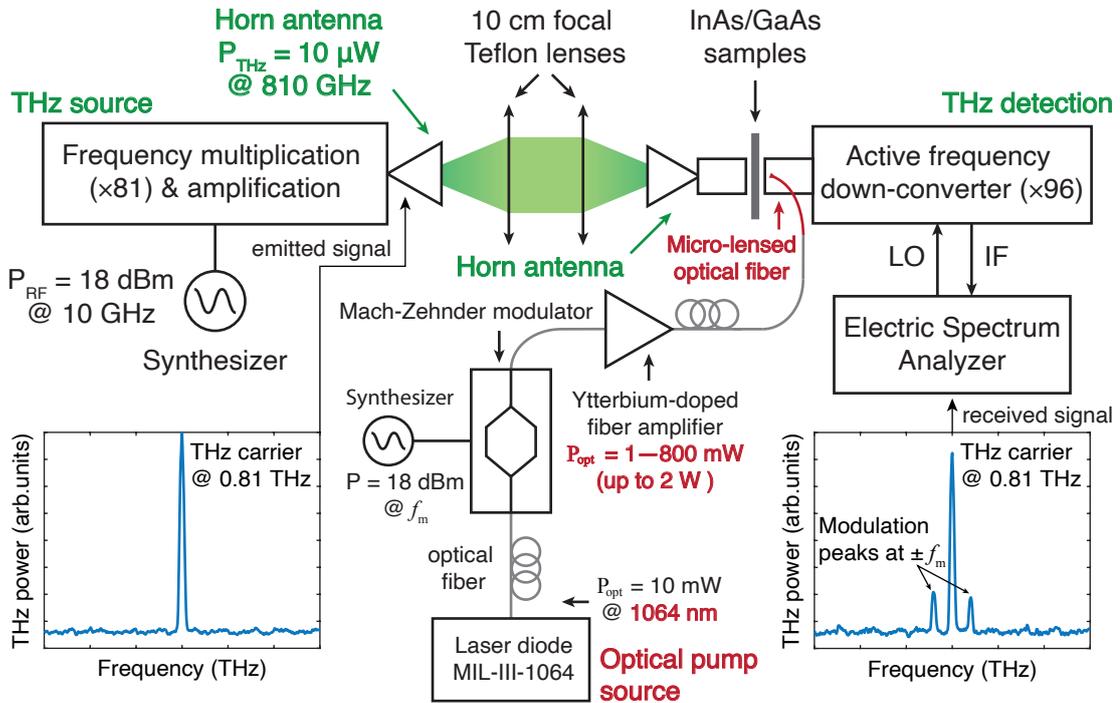


FIGURE 4.3 – Banc expérimental de pompe optique et sonde THz pour la modulation dynamique de la transmission THz. Les inserts de gauche et droite correspondent respectivement aux spectres électriques THz expérimentaux en émission et réception à 0,81 THz, pour une fréquence de modulation $f_m = 2$ MHz.

4.3.2 Principe de modulation du THz

La modulation d'amplitude de la pompe optique permet de moduler la génération de porteurs dans l'InAs, ce qui module la permittivité de la couche et donc la transmission

au travers de celle-ci. La Fig. 4.3 présente cette modulation observée expérimentalement. En effet, l'insert de gauche présente le spectre de la source THz émis à 0,81 THz, cette radiation est transmise au travers de l'InAs dont la densité de charge est modulée par le biais de la pompe optique modulée à f_m . La permittivité de l'InAs est donc elle aussi modulée à f_m telle que représentée sur la formule suivante :

$$\varepsilon_{\text{THz}}(f_m) = \varepsilon_{\text{st}} \left(1 - \frac{e^2 (n_0 + \delta n(f_m))}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{st}} m_n^*} \frac{1}{\omega^2 + i \Gamma_n \omega} \right) \quad (4.14)$$

Ainsi la transmission THz se retrouve elle aussi modulée à f_m , et on observe cette modulation expérimentalement sur l'insert de droite : spectre typique d'une modulation d'amplitude avec la porteuse centrale entourée des raies satellites de modulations et espacées de plus ou moins f_m . Lorsque la pompe optique modulée en amplitude illumine l'InAs sur un état haut, la transmission de l'InAs diminue, alors que celle-ci ré-augmente lorsque la pompe est sur un état bas ; la transmission THz est donc modulée en amplitude.

4.3.3 Limitation de la bande passante par le temps de vie τ_{eff}

La partie droite de la Fig. 4.4 montre l'évolution de ce spectre en fonction de la fréquence de modulation f_m . On remarque que lorsque la fréquence de modulation augmente, l'amplitude du pic de modulation diminue. Cette diminution avec la fréquence suit un comportement de filtre passe-bas du premier ordre. Mesurée dès les années 1950,^{133, 134} cette évolution renseigne sur le fait qu'il existe un temps caractéristique qui limite la réponse maximale de modulation. On montrera alors que ce temps caractéristique correspond au temps de vie effectif des porteurs en excès τ_{eff} .

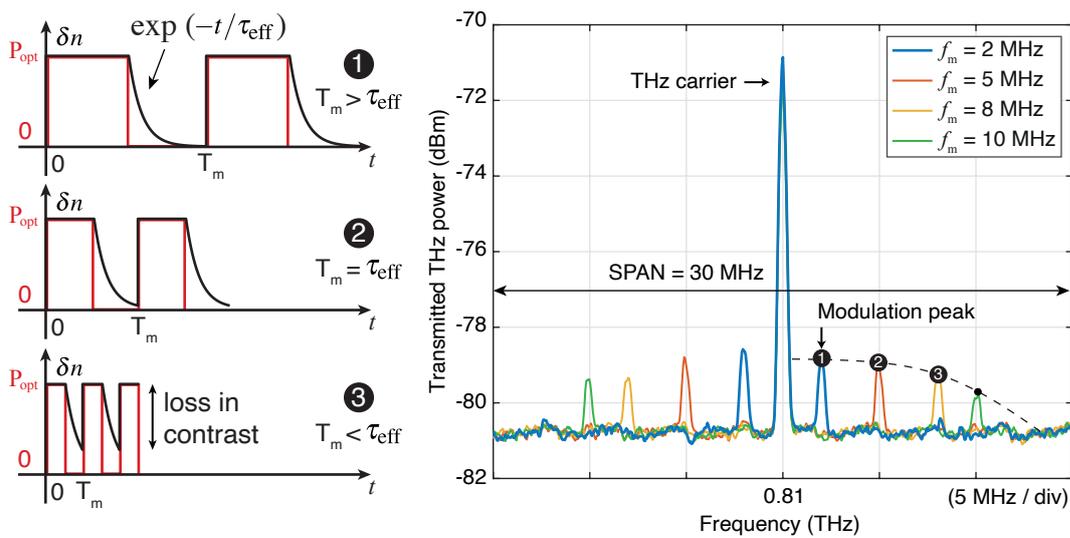


FIGURE 4.4 – (A gauche) Schéma de principe de l'effet du temps de vie sur la réponse en fréquence de la modulation. (A droite) Spectres THz de modulation d'amplitude sinusoïdale à 0,81 THz, pour différentes fréquences de modulation f_m .

On montre sur la partie gauche de la Fig. 4.4 comment le temps de vie des porteurs en excès devient limitant pour la vitesse de modulation. En effet, si on considère que l'on applique une modulation carrée en tout ou rien de la puissance optique, lorsque celle-ci passe à l'état haut, les porteurs en excès sont générés instantanément : le taux de génération G_{opt} est très grand, quelques 10^{18} cm^{-3} porteurs sont créés par seconde dans la couche. Cependant lorsque la puissance optique est coupée, les porteurs en excès ne disparaissent pas instantanément, ils mettent un certain temps pour recombiner et disparaître naturellement. Il est alors très facile de montrer que cette disparition suit une décroissance exponentielle dans le temps de type $\exp(-t/\tau_{\text{eff}})$ puisqu'il s'agit d'une solution de l'équation différentielle (4.7) (sous régime de diffusion homogène). Il est important de noter que cette décroissance exponentielle de la densité de porteurs dans le temps est similaire à la décroissance temporelle des charges d'un filtre RC passe-bas du premier ordre. Le temps de vie effectif qui gouverne la disparition est fixe pour un matériau et une densité de porteurs δn donnés. Ainsi, lorsque l'on augmente la fréquence de modulation f_m , on réduit la période de modulation T_m et donc l'écart entre chaque cycle. Lorsque la période de modulation devient inférieure au temps de vie des porteurs, les porteurs n'ont pas le temps de complètement recombiner qu'ils sont déjà re-générés : on observe alors une diminution du contraste de modulation. En effet, le contraste de modulation de la transmission THz dépend du contraste entre l'état dit "non-pompé" pour lequel l'InAs ne présente aucune charge en excès (puissance optique minimale) et l'état dit "pompé" pour lequel l'InAs présente une densité maximale de charge en excès (puissance optique maximale). Ainsi, lorsque la fréquence de modulation augmente, le contraste sur les densités générées diminue et cela se traduit alors par la diminution de l'amplitude du pic de modulation. La réponse temporelle du milieu étant de type exponentielle décroissante, le module de sa fonction de transfert en fréquence est donc de forme Lorentzienne. On définit donc la fréquence de coupure f_c comme étant la fréquence pour laquelle on observe une décroissance de 3 dB du pic de modulation relativement à son amplitude maximale (à basse fréquence). Cette fréquence est directement liée à la valeur du temps de vie des porteurs, tel que représenté avec l'équation classique des filtres passe-bas du premier ordre :

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{1}{2\pi f_c} \quad (4.15)$$

4.3.4 Mesures de bandes passantes

Nous avons alors réalisé les mesures décrites dans la section précédente pour mesurer les fréquences de coupures de chacun des échantillons, pour des conditions de pompage identiques. Ces mesures sont présentées sur la Fig. 4.5 et permettent de remonter aux valeurs de temps de vie dans les couches d'InAs de chaque échantillon. Les fréquences de coupures expérimentales et les temps de vie associés sont notés dans le tableau 4.2.

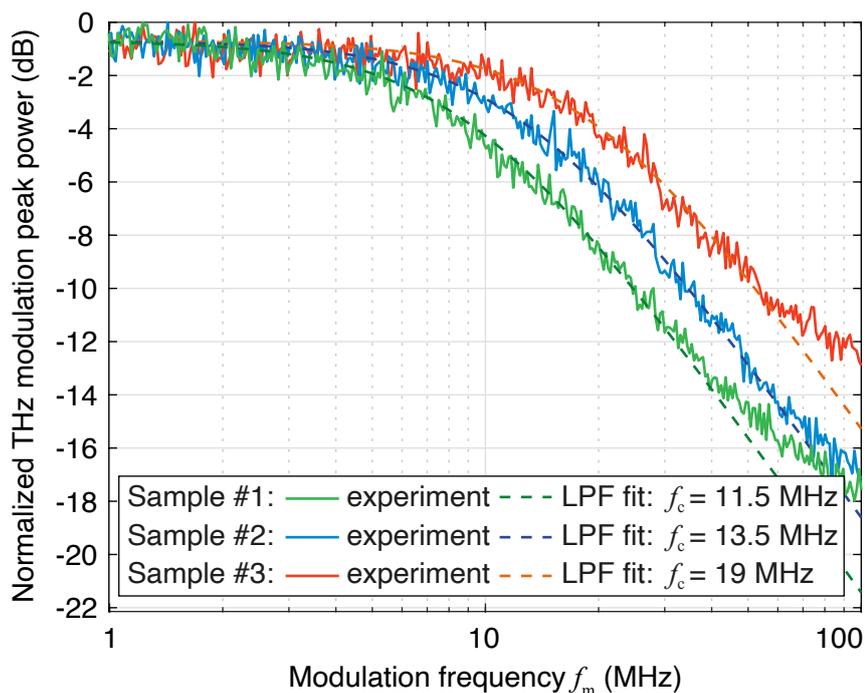


FIGURE 4.5 – Mesures expérimentales des bandes passantes pour les trois échantillons pour une puissance de pompe optique commune de 15 dBm ($w_{\text{opt}} = 250 \mu\text{m}$).

Pour chacune de ces mesures, nous utilisons l'expression d'un filtre passe-bas du premier ordre pour ajuster les données expérimentales, telles qu'on peut les voir avec les courbes en pointillées sur la Fig. 4.5. Pour finement estimer la fréquence de coupure expérimentale, nous calculons l'erreur quadratique entre la courbe expérimentale et la courbe théorique et identifions la fréquence pour laquelle l'erreur est minimale (de la même façon que présenté en annexe F). On remarque que de l'échantillon # 1 vers l'échantillon # 3 la bande passante augmente et le temps de vie diminue. Nous avons vu précédemment que le niveau de dopage augmente de l'échantillon # 1 vers l'échantillon # 3. La densité d'impuretés dopantes dans l'InAs est donc d'autant plus grande que le niveau de dopage est grand. Ces impuretés dans le cristal d'InAs piègent les électrons libres qui y recombinaient et réduisent ainsi leur temps de vie. Il existe plusieurs de ces types de mécanisme de recombinaison dans les semi-conducteurs. Ces mécanismes influent sur les temps de vie des porteurs en excès qui sont alors définis comme des temps de vie dits "effectifs", c'est-à-dire qu'ils prennent en compte tous les effets de recombinaison possibles. Nous présentons dans la partie suivante les différents mécanismes de recombinaison qui existent dans les couches d'InAs étudiées ici.

TABLEAU 4.2 – Tableau des fréquences de coupures expérimentales et temps de vie effectifs associés pour chaque échantillon.

Sample	f_c (MHz)	τ_{eff} (ns)
#1	11.5	13.8
#2	13.5	11.7
#3	19	8.3

4.4 Théorie du temps de vie effectif des porteurs en excès

4.4.1 Présentation des contributions des différents temps de vie

Le temps de vie relevé à partir des mesures de bandes passantes correspond au temps que mettent les porteurs photo-générés (paires électron-trou) pour recombiner. Il existe cependant plusieurs mécanismes de recombinaison possibles dans les semi-conducteurs. Ces mécanismes sont : (1) la recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH), (2) la recombinaison radiative (ou émission spontanée) et (3) la recombinaison Auger. Ces différents mécanismes de recombinaison sont aujourd'hui bien établis et extrêmement bien détaillés dans certains livres.¹³⁵ Nous ne rentrerons alors pas dans les détails de chacun des mécanismes, mais il sera important de noter plusieurs choses essentielles quant à leurs effet sur le temps de vie :

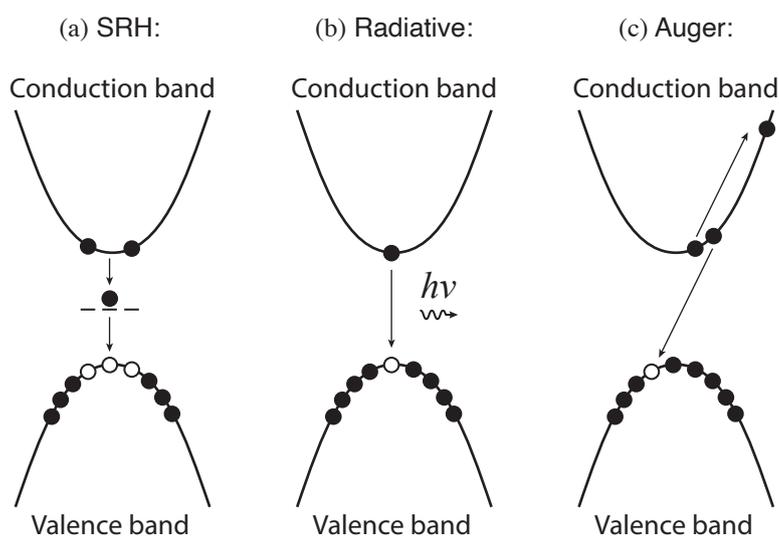


FIGURE 4.6 – Diagrammes de représentation des différents mécanismes de recombinaisons dans les semi-conducteurs : (a) SRH, (b) radiatif et (c) Auger.

- recombinaison SRH : les impuretés (atomes étrangers au matériau, atomes dopants, etc.) et les défauts cristallins (dislocations, atomes interstitiels, atomes va-

cants, etc.) introduisent des liaisons chimiques (des niveaux énergétiques pour les électrons et les trous) bien différentes de celles établies dans le cristal d'InAs. Ces niveaux énergétiques peuvent se positionner alors dans la bande interdite de l'InAs et se comportent comme des pièges qui peuvent capturer des électrons ou des trous. On attribue ainsi un temps moyen de capture défini comme τ_{SRH} qui gouverne cette recombinaison SRH. Ce processus étant basé sur la capture d'un type de particule, la probabilité de recombinaison est alors proportionnelle à la densité de porteurs en excès δn .

- recombinaison radiative : elle correspond à l'émission spontanée d'un photon lors de la recombinaison d'un électron avec un trou. La probabilité de ce type de recombinaison est donc d'autant plus grande que la densité de paires électron-trou est grande, ce processus à 2 particules (qu'on appelle aussi recombinaison bimoléculaire) est donc proportionnel à δn^2 .
- recombinaison Auger : le processus Auger est un processus de recombinaison qui met en jeu 3 particules ; 2 particules de mêmes natures (2 électrons ou 2 trous) entrent en collision, la particule de plus grande énergie cinétique cède son énergie à l'autre et va ensuite recombiner avec une particule de nature différente. Il existe plusieurs types de recombinaisons différentes : collision électron-électron puis recombinaison avec un trou ou collision trou-trou puis recombinaison avec un électron par exemple. Ce processus à 3 particules est alors proportionnel à δn^3 .

Il est important de noter que l'on peut également observer des mécanismes de recombinaison au niveau des surfaces et ce mécanisme sera développé en détail en section 5.4.5 car il devient important lorsque l'on étudie de fines couches d'InAs. Ces 3 mécanismes opérant dans le semi-conducteur, on regroupe leurs contributions dans le taux effectif de recombinaison suivant :

$$R_{\text{eff}} = R_{\text{SRH}} + R_{\text{rad}} + R_{\text{Auger}} \quad (4.16)$$

On peut ensuite développer chacun des termes en prenant en compte les dépendances en δn et les temps de recombinaison associés, on obtient alors :

$$R_{\text{eff}} = A \delta n + B \delta n^2 + C \delta n^3 \quad (4.17)$$

où A est un coefficient qui représente la capture SRH, B est le coefficient radiatif (ou bimoléculaire) et C est le coefficient Auger. Or le taux de recombinaison effectif des porteurs R_{eff} est défini comme le rapport entre la densité de porteurs en excès et le temps de vie effectif de ces porteurs : la probabilité de recombiner est d'autant plus grande que

la densité de porteurs en excès est grande et que le temps de vie de ces porteurs est court. Ce taux s'écrit :

$$R_{\text{eff}} = \frac{\delta n}{\tau_{\text{eff}}} \quad (4.18)$$

Ainsi on identifie le temps de vie effectif d'après cette dernière équation et les mécanismes introduits dans l'équation (4.17) :

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = A + B \delta n + C \delta n^2 \quad (4.19)$$

On remarque alors que le temps de vie effectif évolue avec la densité de porteurs photo-générés. En effet, lorsque la densité de porteurs tend vers des valeurs extrêmement faibles, (soit sans pompage optique) on considère que dans ce régime de faible injection, le temps de vie des porteurs est gouverné par la recombinaison sur les défauts du matériau (recombinaison SRH). Il est alors important de noter que A est proportionnel à l'inverse d'un temps de vie soit $A = 1/\tau_{\text{SRH}}$, où τ_{SRH} dépend de la densité et du type d'impuretés présentes dans le matériau. En régime de forte injection, le temps de vie est principalement gouverné par l'effet Auger. Le coefficient Auger considéré est une constante du matériau pour ce type d'InAs¹³⁶ dopé N : $C = 6,6 \times 10^{-27} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$. Le coefficient d'émission spontanée B est également constant pour un matériau donné, pour l'InAs^{137,138} $B = 2,1 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

Nous avons précédemment montré que pour calculer la densité de porteurs en excès d'après l'équation (4.10) nous avons besoin du temps de vie effectif, mais nous voyons ici que ce temps de vie dépend lui-même de la densité de porteurs : l'interdépendance de ces deux paramètres rend le problème fortement non-linéaire et complexifie le calcul de ces deux paramètres. Ainsi il a fallu implémenter un schéma récursif auto-cohérent prenant en compte l'évolution de ce temps de vie en fonction de la densité pour calculer cette dernière : un algorithme de convergence démarre le calcul dans une couche d'InAs sans porteurs en excès dont le temps de vie SRH est connu (nous montrons dans la section suivante comment identifier ce temps de vie), puis on augmente progressivement la puissance optique et donc la densité de porteur photo-généré. Pour chaque itération on calcule le nouveau temps de vie (qui tend à réduire lorsque la densité augmente), on utilise ce nouveau temps de vie pour calculer la densité de porteur suivante puis on converge jusqu'à la puissance optique nominale.

Puisque nous avons relevé des temps de vie effectifs dans chacun des échantillons sous des conditions de pompages optiques constantes, nous allons maintenant chercher à voir si nous pouvons mesurer expérimentalement cette évolution du temps de vie en fonction de la densité de porteurs en excès, soit en fonction de la puissance de pompe.

4.5 Caractérisation du temps de vie en fonction de la puissance optique

Jusqu'à présent nous avons montré que l'on peut utiliser une pompe optique pour générer des porteurs en excès dans l'InAs, ces porteurs en excès ont pour effet de changer la permittivité du matériau (qui devient plus métallique). Nous avons ainsi montré qu'une modulation de la puissance de pompe permet de moduler la densité de charges, ce qui module alors la permittivité et in fine module la transmission THz. Enfin, la dynamique maximale de modulation permise dans l'InAs dépend du temps de vie des porteurs dans le matériau et nous avons alors montré comment on peut remonter à ce temps de vie à partir de mesures de bande passante.

4.5.1 Mesures simultanées du temps de vie et de densité des porteurs

Le temps de vie mesuré est néanmoins un temps de vie effectif et en théorie ce temps de vie dépend de la densité de porteurs en excès (photo-générés). On se propose alors de vérifier expérimentalement cette évolution du temps de vie en fonction de la densité de porteurs, cette mesure étant particulièrement rare et donc intéressante dans le cas de l'InAs faiblement dopé à température ambiante.

Dans la section 3.2.3 nous avons montré que l'on possède une méthode précise permettant d'évaluer la densité de porteurs libres dans la couche d'InAs. Dans la section 4.3.4 nous avons montré que l'on possède également une méthode permettant d'évaluer le temps de vie des porteurs de l'InAs. Sous excitation optique on peut alors coupler ces deux mesures afin de relever le temps de vie des porteurs photo-générés en fonction de leur densité, pour différentes puissances de pompe.

Par exemple, pour l'échantillon # 1, on connaît la densité de porteurs photo-générés pour différentes puissances optiques telles que représentées sur la Fig. 4.7 (a) (reprise de la Fig. 4.2).

Ensuite, pour chaque puissance optique incidente, nous mesurons la réponse en modulation en augmentant la fréquence, de modulation tel que décrit en section 4.3.3, afin d'extraire la bande passante de modulation associée que l'on représente sur la Fig. 4.7 (b). On notera cependant que la puissance optique est modulée dans le cadre de la mesure du temps de vie mais n'est pas modulée dans le cadre de la mesure sur la densité. Ainsi, pour s'assurer que les conditions de pompage sont similaires dans chacune des mesures, on module la puissance optique faiblement (variation de 18 %) autour d'une puissance moyenne. Cette puissance moyenne correspond, en fonction des cas, aux puissances renseignées dans les légendes de la Fig. 4.7 (a) et (b). Cela permet de s'assurer que la densité de porteurs générée est sensiblement la même pour les deux mesures et donc que l'on peut relier de façon fiable le temps de vie à la densité de porteurs en excès.

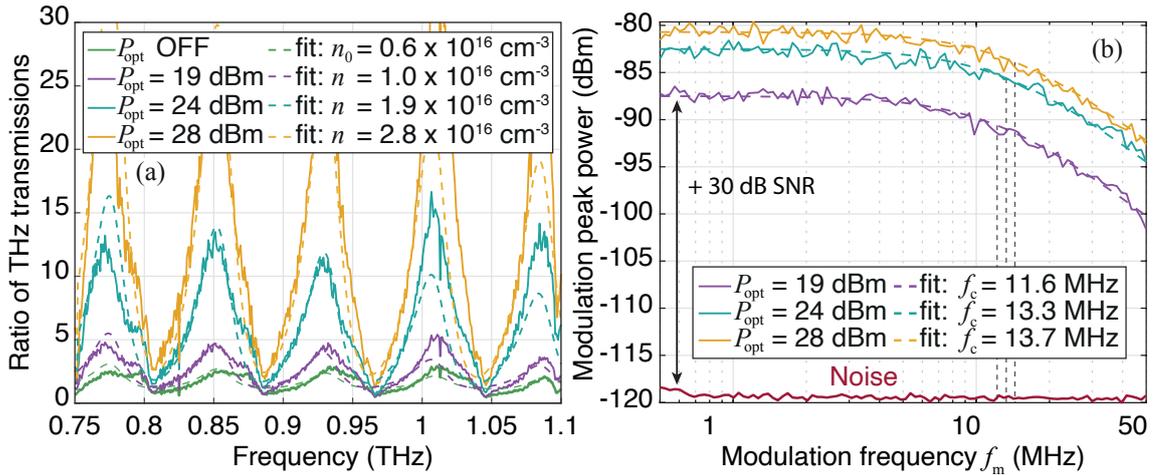


FIGURE 4.7 – Mesures expérimentales (courbes pleines) sur l'échantillon #1 ($w_{\text{opt}} = 250 \mu\text{m}$) : (a) ratios des transmissions THz et (b) bandes passantes pour différentes puissances optiques. Les courbes colorées en pointillés représentent les courbes de simulation. Les courbes pointillées verticales représentent les fréquences de coupures à 3 dB.

Enfin, il est important de remarquer que la bande passante augmente avec la puissance optique, soit que le temps de vie devient plus court avec la puissance optique. La précision sur le temps de vie dépend de la précision avec laquelle on détermine la fréquence de coupure. Cependant le bruit en amplitude du signal de modulation engendre des erreurs de précision sur la détermination de cette fréquence. Nous présentons en annexe H comment calculer l'erreur sur la fréquence de coupure en utilisant la propagation d'erreur à partir de l'écart-type sur le bruit en amplitude.

Enfin, de ces couples de mesures renseignant sur la densité de porteurs et la bande passante, il est possible de représenter l'évolution du temps de vie effectif (inverse de la bande passante) en fonction de la densité de porteurs. La Fig. 4.8 et le tableau 4.3 associé montrent cette évolution pour les trois échantillons. Sur cette figure, on observe les notions suivantes :

- Tout d'abord on observe bien la tendance générale selon laquelle le temps de vie diminue lorsque la densité de porteurs en excès augmente telle que décrite par l'équation (4.19).
- L'évolution de ce temps de vie avec la densité de porteurs en excès possède deux asymptotes : (1) la première est associée au régime SRH et au temps de vie τ_{SRH} . Dans ce régime de faible injection de porteur le temps de vie est indépendant de la densité de porteur tel que précisé par l'équation (4.19). Cette asymptote horizontale liée à la recombinaison SRH n'est pas la même pour les différents échantillons. En effet, tel que précisé dans la section 4.4.1, chaque échantillon présente

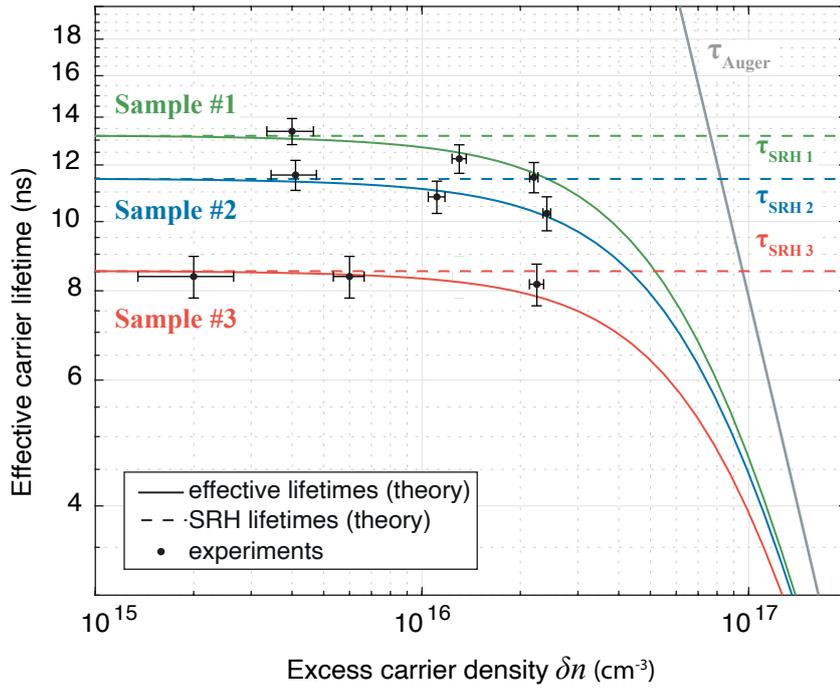


FIGURE 4.8 – Étude de l'évolution du temps de vie en fonction de la densité de porteurs.

un niveau de dopage différent, soit des temps de vie τ_{SRH} différents qui sont d'autant plus faibles que le dopage est grand tel que nous l'observons sur cette figure. Il est alors important de préciser ici que les échantillons sont tous épitaxiés dans les mêmes conditions de croissance et sur le même substrat, la seule différence qu'il existe entre ces trois échantillons est le niveau de dopage à l'intérieur de la couche d'InAs. Les états de surface de l'InAs et les plans de dislocations à l'interface avec le GaAs sont similaires dans chaque échantillon et c'est donc bien uniquement ce niveau de dopage et les différentes densités d'impuretés qui influent sur le temps de vie des trois échantillons tels que le montrent les différents plateaux SRH de la figure. Ces plateaux théoriques sont déduits des points expérimentaux à faible injection et permettent d'ajuster la courbe théorique aux valeurs expérimentales des temps de vie dans ce régime. (2) La seconde asymptote est cependant commune aux différents matériaux et constitue le régime Auger, caractérisé par le temps de vie Auger τ_{Auger} (calculé selon la formule classique¹³⁵). Ce régime est en effet indépendant de l'état du matériau, il dépend seulement du matériau donné, ici l'InAs, on utilise dans ce cas le coefficient Auger de la littérature¹³⁶ $C = 6,6 \times 10^{-27} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ pour calculer $\tau_{\text{Auger}} \propto 1/(C \delta n^2)$.

- On peut noter que l'on n'observe aucune contribution du phénomène de recombinaison radiatif sur le temps de vie. En effet, pour l'InAs, si on utilise le coefficient de la littérature $B = 2,1 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ pour calculer les temps de vie radiatifs associés tels que $\tau_{\text{rad}} = 1/(B \delta n)$ on trouve des temps de vie radiatifs de l'ordre

de $\tau_{\text{rad}} = 47\text{--}470$ ns. Ces temps de vie sont donc trop longs par rapport aux temps de vie SRH et Auger pour contribuer au temps de vie effectif.

- On remarque également que la densité de porteurs photo-générée ne dépasse pas $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ dans chacun des échantillons. Nous sommes en effet limité à ces densités puisque la puissance optique permettant de les générer est critique car elle s’approche de 30 dBm (cf. le tableau 4.3). Cette puissance équivalente à 1 W est critique pour notre système puisqu’en effet cela correspond à la puissance maximale autorisée dans les systèmes à fibres optiques afin d’éviter des dommages au niveau des connecteurs. Nous pourrions nous affranchir de cette contrainte en soudant les fibres optiques à la place des connecteurs et bénéficier des 2 W de puissance CW disponibles en sortie d’amplificateur. Cependant, il existe un phénomène de saturation de la densité générée en fonction de la puissance optique qui intervient en théorie pour des densités à partir de $6\text{--}7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. En effet, lorsque la puissance optique augmente, la densité de porteurs photo-générés augmente mais le temps de vie, lui, diminue fortement tel qu’on peut le voir dans le régime de forte injection sur la figure. Par conséquent, plus on pompe l’InAs et plus le temps de vie diminue, si on se réfère à l’équation (4.11) telle que $\delta n = G_{\text{opt}} \times \tau_{\text{eff}}$, on voit apparaître la forte non-linéarité du problème : pour un régime d’injection faible, τ_{eff} est plutôt constant et dans ce régime, si on augmente la puissance optique et donc G_{opt} , la densité de porteurs générée augmente linéairement. Cependant, lorsque l’on atteint le régime de forte injection, si on continue d’augmenter G_{opt} , la densité de porteurs δn augmente elle aussi mais le temps de vie τ_{eff} tend à diminuer, ce qui *in fine* tend à réduire la densité de porteurs générés. Dans ce régime de forte injection, il devient alors plus difficile de photo-générer des porteurs en excès dans la matière car leur temps de recombinaison devient très bref, cela crée donc un effet de saturation de la densité générée en fonction de la puissance optique.

Cette Fig. 4.7 est un élément central de ces travaux, elle représente :

1. Les temps de vie existants dans les couches d’InAs, soit les différentes bandes passantes de modulation de ces échantillons.
2. Les densités de porteurs en excès que l’on peut générer dans ces matériaux et qui participent à la modulation de l’onde THz.
3. L’évolution de ce temps de vie en fonction de la densité des porteurs en excès avec des erreurs de précisions de l’ordre de 10 % sur chacune de ces grandeurs, ces valeurs étant en bonne adéquation avec la théorie du temps de vie dans l’InAs.

4. La synthèse d'une méthode THz nouvelle, sans contact, non destructive fonctionnant en CW et basée sur l'utilisation d'une configuration Pompe-Optique Sonde-THz (OPTP) permettant la mesure simultanée de temps de vie ultra-courts (de quelques ns) et de densités de porteurs en excès très faibles (de l'ordre de 10^{15} à 10^{16} cm^{-3}).

Nous montrerons alors dans la prochaine section en quoi cette technique de mesure est intéressante par rapport aux techniques couramment utilisées.

TABLEAU 4.3 – Paramètres expérimentaux et valeurs extraites des mesures présentées en Fig. 4.7.

	P_{opt} (dBm)	dP_{opt} (W cm^{-2})	BW^1 (MHz)	τ_{eff} (ns)	δn_{exp} (10^{16} cm^{-3})	δn_s (10^{16} cm^{-3})
Échantillon #1	19	36	11.9	13.6	0.4	0.45
	24	115	13	12.2	1.3	1.4
	28	290	13.8	11.5	2.2	2.4
Échantillon #2	19	36	13.5	11.7	0.4	0.4
	24	115	14.7	10.8	1.1	1.22
	28	290	15.5	10.2	2.5	2.7
Échantillon #3	19	36	19	8.3	0.2	0.28
	24	115	19	8.3	0.6	0.8
	29	364	19.5	8.1	2.3	2.5

4.5.2 État de l'art des méthodes de mesure de temps de vie

Jusqu'ici nous venons de montrer que l'on peut moduler la transmission THz de l'InAs en y générant une densité de porteurs libres en excès modulée par une pompe optique. Nous avons également montré que la fréquence maximale de modulation THz est liée au temps de vie effectif des porteurs dans l'InAs et que nous pouvons faire évoluer ce temps de vie en fonction des conditions de pompage (lorsque la puissance de pompe augmente, le temps de vie diminue). Le protocole de mesure mis en place ici nous a finalement permis de développer une méthode de mesure du temps de vie des porteurs précise et possédant un rapport signal sur bruit de plus de 30 dB à température ambiante. Nous présentons dans cette section le challenge que représente la mesure de temps de vie dans le cas précis de l'InAs à température ambiante, et mettons en évidence les différents avantages que présente notre technique vis-à-vis des techniques de référence.

La majorité des techniques de mesure du temps de vie utilisées dans la recherche et l'industrie sont des techniques dans le domaine temporel. La différence principale entre ces techniques repose sur l'utilisation ou non¹³⁹ de contacts électriques, la technique avec contact étant la première étudiée et décrite dans le livre de W. Shockley.¹⁴⁰ D'une part, les techniques à base de contacts sont principalement basées sur les méthodes de décroissance de la photoconductivité (PCD).¹⁴¹⁻¹⁴³ Initialement, toutes les mesures étaient optiques,^{144,145} mais elles ont rapidement été transposées aux fréquences micro-ondes (MW).¹⁴⁶⁻¹⁴⁸ L'avantage de ces techniques est qu'elles bénéficient d'une excellente sensibilité, d'une insensibilité à la rugosité de la surface et qu'elles permettent une lecture temporelle directe de la durée de vie. La plage de mesure est limitée par le temps de réponse des instruments de mesure, les bandes passantes étant au maximum de quelques GHz dans les appareils modernes, ce qui équivaut à une plage de durée de vie mesurable allant de la milliseconde à la centaine de picosecondes.

D'autre part, parmi les mesures sans contact, la technique la plus répandue est basée sur des mesures de photoluminescence résolue en temps (TRPL).^{149,150} Il existe aussi des solutions basées sur l'absorption des porteurs libres (FCA),¹⁵¹⁻¹⁵³ utilisant d'autres moyens que les contacts électriques pour sonder la durée de vie des porteurs, tels que le moyen optique,¹⁵⁴⁻¹⁵⁷ la radiofréquence (RF),¹⁵⁸⁻¹⁶⁰ ou le MW.^{161,162} Ces techniques bénéficient d'une gamme dynamique de durées de vie mesurables comparables aux techniques de contact. Le principal avantage des méthodes sans contact est qu'elles ne nécessitent pas la réalisation de contacts ohmiques et offrent donc la possibilité de mesurer la durée de vie des porteurs en tout point de l'échantillon afin d'effectuer, par exemple, une cartographie de la durée de vie pour n'importe quelle géométrie.

Cependant les principaux inconvénients de toutes ces méthodes temporelles transitoires (avec ou sans contacts) sont tout d'abord qu'elles nécessitent une génération ultra-rapide et efficace de porteurs en excès pour étudier leur durée de vie. En effet, pour la plupart de ces techniques, la génération de porteurs en excès est obtenue par pompage optique, en utilisant des lasers pulsés de haute puissance (lasers Ti :Sapphire, Nd :YAG) qui sont des sources complexes et encombrantes. Deuxièmement, il est difficile d'extraire la durée de vie des porteurs à partir du signal de décroissance lorsque cette durée de vie n'est pas une simple décroissance exponentielle, mais une décroissance multi-exponentielle.¹⁶³⁻¹⁶⁵ En effet, la durée de vie des porteurs mesurée est généralement une durée de vie effective telle que nous l'avons vu avec l'équation (4.19), c'est-à-dire une combinaison de différents mécanismes de recombinaison tels que les processus de Shockley-Read-Hall, radiatif et Auger. La durée de vie des porteurs est donc fortement non linéaire et dépend du régime d'injection.^{166,167}

De plus, afin de comparer notre technique à la méthode la plus couramment utilisée, la TRPL, on doit relever les choses importantes suivantes concernant la TRPL : (1) celle-ci est basée sur la mesure du signal de photoluminescence d'un matériau optiquement

pompé. Par conséquent, pour détecter ce signal il faut disposer d'un détecteur fonctionnant dans la gamme de longueur d'onde imposé par le gap du semi-conducteur à caractériser. Pour le cas de l'InAs, l'énergie du gap est $E_{\text{gap}} = 0,354 \text{ eV}$, ce qui correspond à une émission de photoluminescence à $3,5 \mu\text{m}$. Cependant, dans cette gamme de longueur d'onde les détecteurs sont rares, chers, très sensibles à la thermique (aux vues des faibles énergies des photon à détecter) et nécessitent donc d'être refroidis pour conserver de bons rapports signal sur bruit. Le détecteur le plus couramment utilisé dans le moyen-infrarouge (MIR) est basé sur la technologie tellurure de mercure-cadmium (MCT) mais est aujourd'hui interdit en Europe de part la pollution liée à l'utilisation du mercure. La technique OPTP que nous avons développé ici permet de palier ce problème lié à la détection puisque le signal mesuré est transposé dans le THz. En effet, le signal de mesure qui permet d'évaluer le temps de vie n'est plus optique mais électrique : les signaux sont acquis sur un analyseur de spectre électrique dont le rapport signal sur bruit démontré est de 30 dB à température ambiante. (2) Pour les matériaux "petits gaps" tels que l'InAs, les temps de vie radiatifs sont dominés par les temps de vie non-radiatifs et les signaux de TRPL sont d'autant plus faibles que ces temps de vie sont courts¹⁴⁹), limitant les mesures à des temps de vie de l'ordre de la ns (les sensibilités des photo-détecteurs MIR ne permettent pas de conserver un rapport signal sur bruit suffisant en dessous de la ns, même à température cryogénique). Dans la méthode THz développée ici, les temps de vie sont déduits de la bande passante de la modulation, plus cette bande passante est grande et plus les temps de vie mesurés sont faibles. Ainsi, pour des temps de vie très courts, de l'ordre de la centaine de ps, la bande passante à relever se fait dans le GHz et peut donc être détectée : la bande passante du modulateur Mach-Zehnder utilisé est de 12 GHz mais des modulateurs de 40 GHz sont disponibles sur étagère, commercialement. Dans ce cas précis, la mesure THz peut donc en théorie mesurer des temps de vie aussi court que la centaine de ps tout en conservant un bon rapport signal sur bruit (pour des temps de vie aussi courts, la densité de porteurs en excès générée est plus faible et le contraste de modulation diminue, ce qui implique une diminution du rapport signal sur bruit par rapport aux 30 dB permis pour des temps de quelques ns). Enfin, nous ne pouvons pas moduler à basse fréquence dans le banc actuel sans risquer un effet d'avalanche de l'amplificateur optique. Nous pourrions néanmoins moduler l'optique à l'aide d'un chopper et la limite basse serait alors probablement limitée par la RBW de l'analyseur de spectre (50 Hz) voire la largeur spectrale du spectre de la source THz.

4.6 Conclusions sur les mesures pompe-sonde IR-THz en régime continu

Nous avons montré dans ce chapitre comment on peut moduler la densité de charges libres de l'InAs de façon active en y générant des porteurs libres en excès par le biais d'un pompage optique. Le modèle de photo-génération de ces porteurs repose sur l'absorption du flux de photon de la pompe optique converti en une densité de charges libres (paires électron-trou) qui diffuse dans la couche d'InAs. Nous avons alors démontré que l'on pouvait calculer de façon simple cette densité en excès δn et que celle-ci augmente avec la puissance optique.

Puisque la puissance optique est modulée dans le temps, la densité δn est elle aussi modulée dans le temps. Cette modulation de la permittivité entraîne alors une modulation de la transmission THz et nous avons finalement montré que la fréquence maximale de modulation THz est liée au temps de vie effectif τ_{eff} des porteurs en excès δn dans la couche d'InAs.

Nous avons présenté le protocole qui permet de faire varier la densité δn en fonction de la puissance optique ainsi que les mesures expérimentales permettant d'estimer cette valeur (avec la technique mise en place en section 3.2.3). Le temps de vie effectif τ_{eff} change avec la densité de porteurs en excès δn et nous avons montré que l'on peut aussi mesurer ce temps de vie d'après des mesures de bandes passantes. Ainsi, on peut expérimentalement mesurer et relier le temps de vie à la densité de porteurs en excès afin d'étudier leur évolution : cette méthode de mesure quasi-simultanée est extrêmement intéressante et rare à température ambiante pour des temps de vie aussi courts (de quelques ns) et des densités en excès aussi faibles (de quelques 10^{16} cm^{-3}). La méthode THz présentée ici est finalement innovante en ce qu'elle permet une estimation précise et sans contacts du temps de vie et du niveau de dopage. Ces deux grandeurs sont importantes pour les matériaux semi-conducteurs et ne peuvent pas être facilement prédits par la théorie ; ils dépendent de beaucoup de paramètres expérimentaux tels que par exemple la qualité cristalline du matériau, les conditions de fabrication, les états de surface, etc.

Enfin, nous avons montré dans ce chapitre que la densité de porteurs δn pouvait être estimée de façon simple avec un calcul (cf. équation (4.12)) qui repose sur des paramètres expérimentaux établis (P_{opt} , w_{opt} , λ_{IR} , etc.) et une valeur de temps de vie. Comme nous venons de l'évoquer, cette valeur de temps de vie est une valeur expérimentale, qui peut être mesurée avec la méthode présentée dans ce chapitre. En utilisant cette valeur de temps de vie pour calculer la densité δn_s nous avons relevé un excellent accord entre l'estimation expérimentale de cette densité et le calcul théorique. Tout cela permet de confirmer le fait que malgré la complexité et le comportement non-linéaire du système, le modèle mis en place semble présenter une très bonne robustesse et fiabilité.

Chapitre 5

Modulateur THz commandé par optique

Dans les chapitres précédents nous avons présenté les effets physiques permettant la modulation de l'onde THz. Nous montrons dans ce chapitre comment ces effets nous ont permis de réaliser un modulateur THz d'amplitude intégré et contrôlé par voie optique. Nous présentons ici les choix et motivations qui nous ont poussés à concevoir ce modulateur, ses performances, ses défauts ainsi que des éléments pour améliorer ces derniers.

5.1 Principe général

5.1.1 Interrupteur métal-diélectrique commandé par l'optique

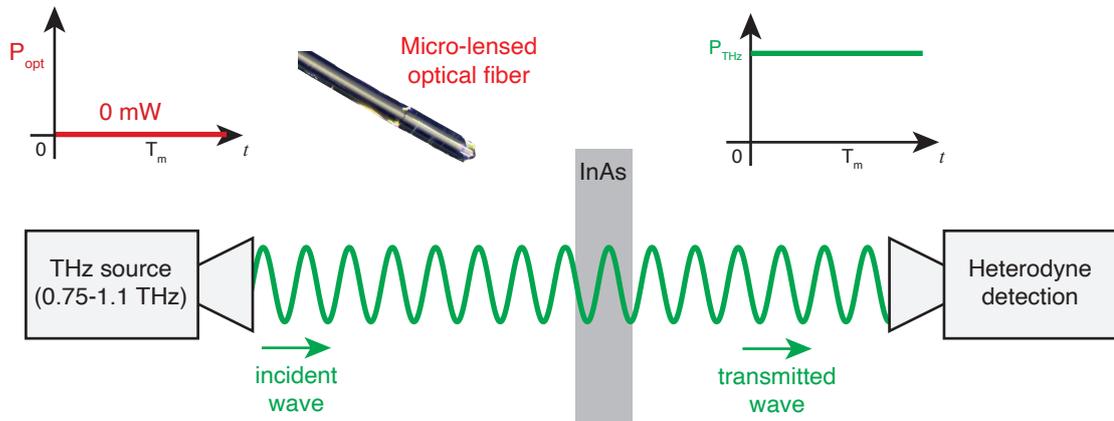
Le principe général de ce modulateur est le suivant : une onde THz est envoyée sur une couche d'InAs qui se comporte comme un interrupteur métal-diélectrique contrôlé par pompage optique.

En effet, nous montrons en Fig. 5.1 cas ❶ que l'InAs intrinsèque (non-pompé) est un diélectrique qui présente peu de pertes aux fréquences THz. Cette couche possède une épaisseur sub-longueur d'onde et transmet l'onde THz incidente. On appelle cet état de la modulation, l'état dit "non pompé".

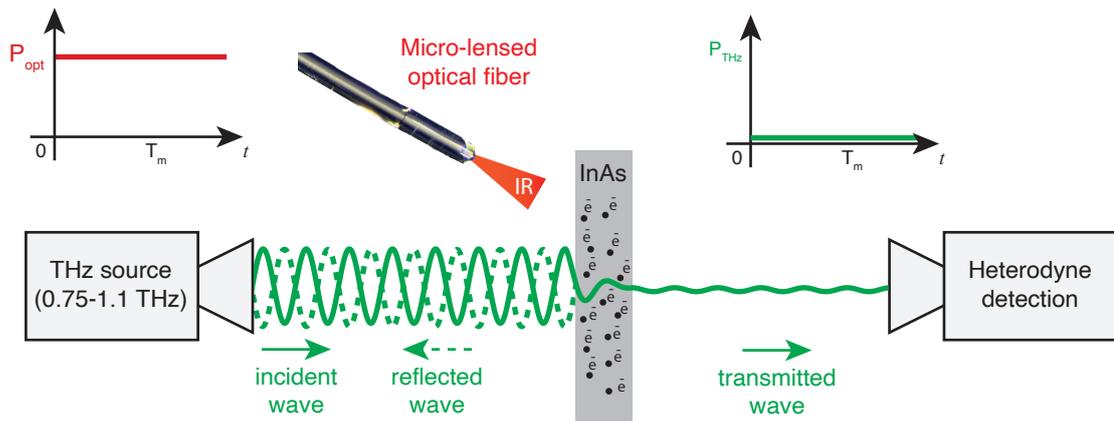
Cependant, on montre sur la Fig. 5.1 cas ❷ que lorsque l'InAs est optiquement pompé, des électrons libres en excès sont générés dans la couche avec une densité δn (tel que présenté dans le chapitre 4). En présence de cette densité d'électrons libres l'InAs se comporte comme un métal à pertes : les charges libres écrantent une partie de l'onde THz qui est réfléchiée et la partie de l'onde transmise dans le matériaux est fortement atténuée par les pertes liées aux charges libres, la transmission de l'onde au travers de la couche est ainsi fortement diminuée. Cet état de la modulation est appelé état "pompé".

Finalement, nous montrons en Fig. 5.1 cas ❸ qu'en modulant la pompe optique dans le temps nous pouvons basculer entre ces deux états et ainsi moduler la transmission de l'onde THz en amplitude.

① Unpumped state : transmission of the THz waves



② Pumped state : reflection of the THz waves, no transmission



③ Modulated state : modulation of the THz transmission

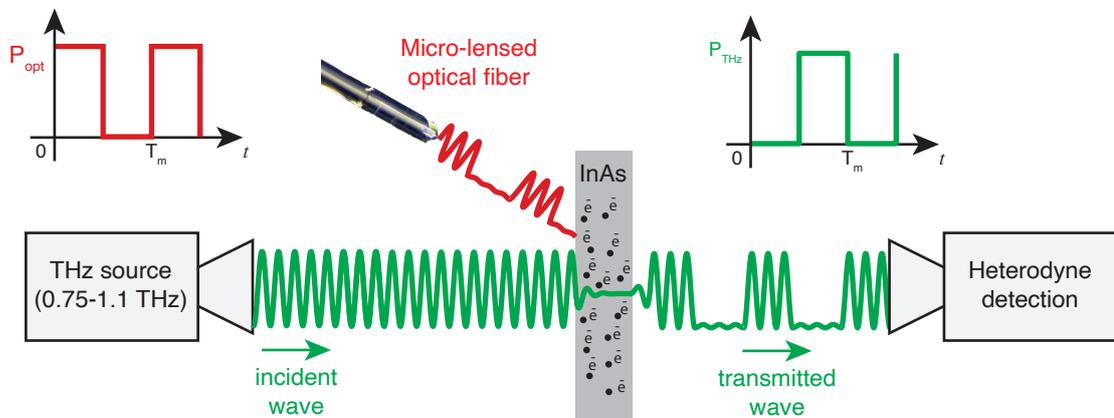


FIGURE 5.1 – Diagramme des différents modes de fonctionnement du modulateur.

5.1.2 Effet de l'épaisseur de la couche active en InAs

Nous venons d'évoquer le fait que l'épaisseur de l'InAs est sub-longueur d'onde et cette donnée est cruciale pour le dimensionnement du modulateur. En effet, nous avons montré dans le chapitre précédent que lorsque l'InAs est pompé, les porteurs en excès générés ne diffusent que sur environ 5 μm (pour les temps de vie et densités mesurés expérimentalement). Travailler avec des couches d'InAs de 5 μm d'épaisseur permet alors de s'assurer que la densité de porteurs en excès qui module le THz est homogène dans la couche. Mais il existe d'autres raisons toutes autant fondamentales qui montrent que l'épaisseur optimale d'InAs offrant la meilleure profondeur de modulation se trouve autour de cette valeur de 5 μm . Nous présentons sur la Fig. 5.2 les simulations de la profondeur de modulation théorique en fonction de l'épaisseur d'InAs. La profondeur de modulation est calculée en faisant le rapport de la transmission THz non pompée sur la transmission THz pompée. Ici nous représentons cette profondeur de modulation en dB, unité classiquement utilisée pour exprimer les performances d'un modulateur. On remarque alors sur cette Fig. 5.2 que l'optimum de profondeur de modulation est obtenue pour une épaisseur de couche entre 4 et 5 μm .

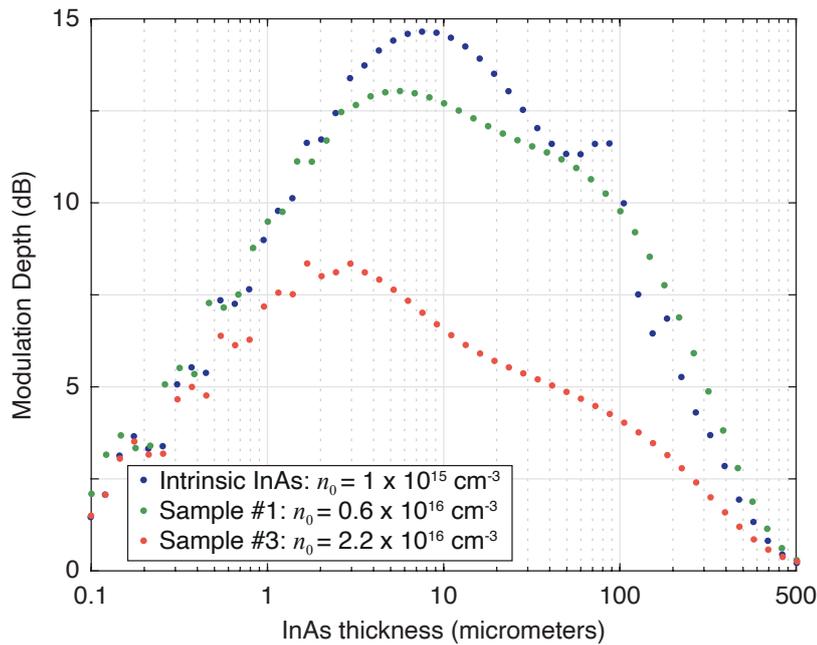


FIGURE 5.2 – Profondeur de modulation théorique à 0,81 THz en fonction de l'épaisseur d'InAs. Échantillon #1 ($n_0 = 0,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) avec $P_{\text{opt}} = 28 \text{ dBm}$ et $w_{\text{opt}} = 250 \mu\text{m}$.

Pour expliquer l'origine de cet optimum, on se propose d'étudier les transmissions pompées et non pompées à partir desquelles ce résultat a été calculé. Nous présentons donc les résultats de simulation de ces transmissions sur la Fig. 5.3. Les courbes en pointillés sont les courbes de transmission utilisées pour calculer la profondeur de modulation de la Fig. 5.3 d'après la formule (que nous utilisons pour calculer toutes les profondeurs

de modulation présentées pour ces travaux) :

$$M = 10 \times \log_{10} \left(\frac{T_{\text{OFF}}}{T_{\text{ON}}} \right) \quad (5.1)$$

Ces courbes sont calculées d'après la méthode détaillée en section 3.1.4. Cette méthode calcule la propagation électromagnétique de l'onde THz sous formalisme matrice-S au travers de la couche d'InAs dont la permittivité dépend de la densité de charges libres (qui dépend elle-même des conditions de pompage). Pour cette simulation nous avons utilisé les données expérimentales de l'échantillon #1 : la transmission non pompée est calculée pour une couche d'InAs d'épaisseur variable dont la permittivité correspond à une densité résiduelle de charge libre de $0,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. La transmission pompée est calculée pour la même couche, sous une puissance optique nominale de 28 dBm et un rayon de mode $w_{\text{opt}} = 250 \text{ }\mu\text{m}$. Nous montrons sur cette figure que nous pouvons expliquer les résultats de simulation par les expressions analytiques suivantes :

$$T_{\text{OFF}} \propto e^{-\alpha_{\text{OFF}} \times H} \quad (5.2)$$

$$T_{\text{ON}} \propto e^{-\alpha_{\text{ON}} \times H} \quad (5.3)$$

où α_{ON} et α_{OFF} sont les coefficients d'absorption THz de l'InAs pompé et non pompé respectivement et H l'épaisseur de la couche d'InAs. Ces paramètres peuvent être calculés d'après les équations (4.3) et (3.8), à partir des permittivités THz respectives.

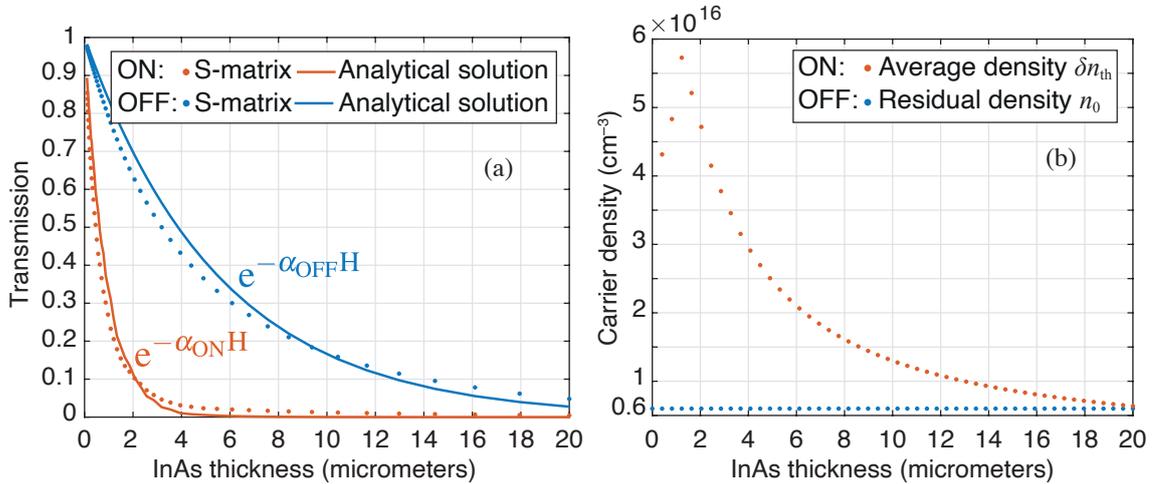


FIGURE 5.3 – (a) Simulations (pointillés) et expressions analytiques (lignes pleines) des transmissions THz "pompée" (ON) et "non-pompée" (OFF) en fonction de l'épaisseur d'InAs. (b) Calculs numériques des densités de porteurs dans l'InAs "pompé" et "non-pompé" en fonction de l'épaisseur H de la couche. Pour l'échantillon #1.

Sur cette Fig. 5.3, on remarque d'abord que l'InAs non pompé possède une longueur d'absorption d'environ $6 \text{ }\mu\text{m}$ (longueur pour laquelle la transmission est environ égale

à 37 %, telle que $L_{\text{abs, OFF}} = 1/\alpha_{\text{OFF}}$). Pour des épaisseurs de couche plus faibles que cette valeur, la transmission est forte, mais au-delà, la transmission de l'onde THz tend vers 0. Lorsque l'InAs est pompé, des charges en excès sont générées et augmentent les pertes THz de la couche (tel que décrit en section 3.1.2), la longueur d'absorption dans ces conditions diminue et devient égale à $1 \mu\text{m}$. De même que précédemment, pour des épaisseurs de couche plus faibles que cette longueur d'absorption, la transmission est grande, pour des épaisseurs supérieures, la transmission tend vers des valeurs similaires à la couche non pompée.

Pour expliquer en détail cette dernière tendance nous représentons en Fig. 5.3 la densité de charge δn_{th} générée par l'optique en fonction de l'épaisseur de la couche. En effet, on remarque que pour des épaisseurs supérieures à la longueur de diffusion des porteurs ($L_D \approx 4 \mu\text{m}$ dans ce cas), la diffusion des porteurs au travers de la couche dilue fortement la densité et celle-ci tend vers la valeur de densité résiduelle : que la couche soit pompée ou non, la transmission au travers de la couche est similaire sur de telles épaisseurs. Pour des épaisseurs de couches inférieures à $4 \mu\text{m}$ on observe une augmentation de δn_{th} lorsque l'épaisseur diminue. Ce phénomène peut être expliqué par l'équation 4.12 et par le fait que lorsque l'épaisseur diminue, le volume effectif V_{eff} dans lequel ces charges sont créées diminue, ce qui augmente la densité de charge volumique. Enfin, on observe une chute de la densité δn_{th} pour de très petites épaisseurs de couches : on observe ici la contribution des recombinaisons de surface qui tend à diminuer la densité photo-générée lorsque l'épaisseur devient très fine, tel que présenté en annexe E.

Ainsi, la profondeur de modulation est maximale pour une épaisseur de couche environ égale à la longueur d'absorption de la couche non pompée, car au-delà de cette épaisseur les transmissions pompées ou non pompée sont identiques et en dessous de cette épaisseur les transmissions tendent vers 1 car la couche est très fine : l'optimum correspond à une épaisseur comprise entre ces deux régimes. De plus, les épaisseurs typiques des couches que l'on peut concevoir par épitaxie en source solide sont comprises entre quelques nanomètres et quelques microns au maximum. Le temps de croissance des couches de $5 \mu\text{m}$ est d'environ 10 h et s'approche des conditions critiques opérables sur le bâti d'épitaxie.

5.2 Motivations

5.2.1 Choix de la longueur d'onde de pompe optique

Le principe du modulateur premièrement démontré lors de la thèse de E. Alvéar¹⁰⁷ était à l'origine basé sur une configuration en espace libre. L'utilisation de grands faisceaux THz et optique permettait de se placer en approximation onde plane et permettait donc de vérifier de façon simple les effets physiques responsables de la modulation de

l'onde THz. Dans ces travaux, la pompe optique utilisée était une diode Thorlabs à \$36 opérant à 800 nm et possédant une puissance de 500 mW dans un faisceau de 3 mm environ (mesurée sur caméra silicium), permettant un recouvrement total du mode THz dont le rayon de mode mesurait 1,2 mm (mesuré avec la méthode du couteau présentée en annexe G). Dans la continuité de ces travaux, nous voulions alors voir quelle serait la profondeur de modulation si nous passions sur une pompe optique fibrée à 1064 nm.

Opérer à une longueur d'onde plus grande permet d'augmenter le flux de photon (cf. équation (4.1)) et par conséquent permet d'augmenter la densité de porteurs photo-générés. Le choix d'une pompe à cette longueur d'onde de 1064 nm permet :

- l'utilisation de puissances optiques de pompe jusqu'à 2 W grâce à un amplificateur optique disponible au laboratoire.
- l'utilisation de modulations optiques rapides grâce à un modulateur Mach-Zehnder ("NIR-MX-LN-20" de chez iXblue) à 12 GHz de bande passante (les mesures dynamiques précédentes étaient effectuées avec un modulateur acousto-optique dont la coupure était autour du MHz).
- l'utilisation de fibres micro-lentillées offrant une excellente maîtrise du faisceau de pompe optique¹³² et capables de diminuer la taille du spot optique jusqu'à des dimensions micrométriques
- l'utilisation d'un système optique opérant exclusivement avec des fibres et composants à maintien de polarisation (rectiligne)

Il est important de noter que la plupart de ces avantages peuvent être retrouvés dans le domaine très mature des télécoms à 1550 nm, le flux de photon et potentiellement la densité δn étant d'autant plus augmentés à cette longueur d'onde. Le choix d'une longueur d'onde de 1064 nm repose alors principalement sur l'équipement disponible dans le laboratoire.

5.2.2 Diminutions des tailles de faisceaux optique et THz

Le principe global du modulateur repose sur le contraste en transmission qui existe entre l'InAs pompé et non pompé. La transmission non pompée étant une constante du matériau, pour atteindre une grande profondeur de modulation, il faut grandement diminuer la transmission pompée. Tel que décrit dans les chapitres précédents, nous montrons dans la section suivante que cette transmission expérimentale est d'autant plus faible que la densité de charges libres générée optiquement est grande. De plus, nous avons montré dans le chapitre 3 que cette densité de charge en excès est proportionnelle au taux de génération optique et que ce terme est d'autant plus grand que le volume dans

lequel les charges sont générées est petit et que la densité de flux de photon incidente est grande. Cela met en avant une notion fondamentale : diminuer les dimensions du faisceau de pompe optique augmente la profondeur de modulation. Cependant pour préserver une bonne profondeur de modulation, il faut garder un recouvrement optimale entre le faisceau de pompe optique et le mode THz. Ainsi, pour bénéficier d'une grande profondeur de modulation, il faut diminuer la taille de l'optique et du THz, ce qui va dans le sens de l'intégration. Il est important de noter que la limite géométrique fondamentale est donnée par la longueur d'onde THz (car plus grande que celle de l'optique).

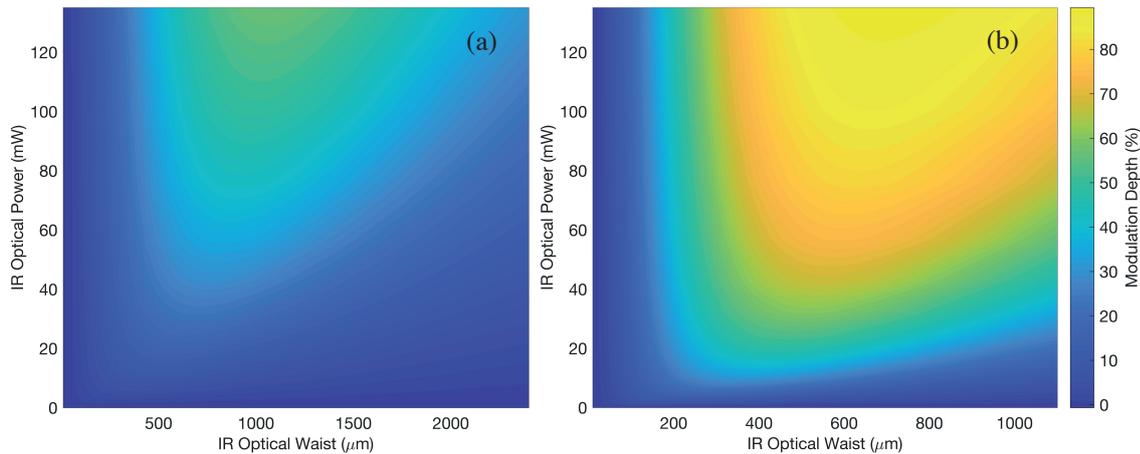


FIGURE 5.4 – Cartographie 2D de la profondeur de modulation THz en fonction de la puissance P_{opt} et de la taille du faisceau de pompe optique IR w_{opt} , pour deux tailles de faisceau THz : (a) $w_{\text{THz}} = 1,2 \text{ mm}$ et (b) $w_{\text{THz}} = 550 \mu\text{m}$.

Afin de mettre en avant cette dernière notion, nous présentons en Fig. 5.4 la profondeur de modulation THz en fonction de la puissance et de la taille du faisceau de pompe, pour deux tailles de modes THz différentes. De façon générale, la profondeur de modulation augmente avec la puissance optique et pour chacun des cas celle-ci est maximale lorsque le rayon de mode optique est environ égal au rayon de mode THz, soit lorsque le recouvrement des modes est optimal. Enfin, on remarque que pour des puissances de pompe équivalentes, la configuration en Fig. 5.4 (b) proposant une taille de spot THz plus petite offre une meilleure profondeur de modulation que la configuration initiale présentée en Fig. 5.4 (a). La taille de spot THz $w_{\text{THz}} = 550 \mu\text{m}$ correspond à la taille minimale pouvant être obtenue avec les lentilles téflon du banc expérimental. La profondeur de modulation peut alors être doublée si on arrive à diminuer la taille du mode THz, passant de 45 à 90 % environ. Par conséquent, c'est cette étude qui nous a conforté à l'idée d'intégrer la pompe optique et le THz dans des composants fibrés et des guides d'ondes, respectivement, afin d'exploiter les plus petites tailles géométriques permises à ces fréquences. Cette intégration permet de surcroit une utilisation quasi "plug and play" du modulateur et représente un intérêt pratique indéniable pour la réalisation d'un composant commercial.

5.2.3 Utilisation d'un substrat de GaAs

De plus, les travaux précédents ont été réalisés sur des membranes d'InAs intrinsèque et le procédé de fabrication était alors complexe et délicat; il fallait réaliser une gravure chimique sélective et précise afin d'obtenir de fines couches de 5 μm d'épaisseur. Ces couches étaient obtenues à partir de wafer commerciaux d'InAs (de centaines de μm d'épaisseur) qu'il fallait amincir jusqu'à 5 μm ou bien à partir d'épitaxie de couches d'InAs de 5 μm sur d'autres substrats, qu'il fallait ensuite retirer par gravure (substrat de GaSb typiquement). Ces 5 μm étant l'épaisseur totale de la structure, cela faisait du modulateur un élément extrêmement fragile (les simples tensions de surface tendent à courber la membrane et une pression de fermeture de la boîte contenant le modulateur pouvait casser l'InAs).

Pour pallier ce problème, nous avons choisi de travailler sur un substrat de GaAs qui présente plusieurs avantages en terme de :

- **tenue mécanique** : l'épaisseur typique de centaines de micromètres de ce substrat permet en effet de rigidifier la structure tout en apportant très peu de pertes car ce substrat semi-isolant est transparent au THz tel que présenté précédemment.
- **bande passante de modulation** : le paramètre de maille de ce matériau (5,65325 Å) présente une différence relative d'environ 7,2 % par rapport au paramètre de maille de l'InAs (6,0583 Å). Cette différence de paramètre de maille va engendrer des contraintes mécaniques fortes au niveau de l'interface entre le GaAs et l'InAs lors de l'épitaxie et ces contraintes vont générer un grand nombre de défauts dans l'InAs lors de la croissance. La majorité de ces défauts sont sous forme de dislocations et ont alors tendance à réduire le temps de vie des porteurs libres, ce qui a pour effet d'augmenter la bande passante de modulation telle que représenté dans le chapitre 3.
- **gestion thermique** : la présence du substrat derrière la couche active d'InAs permet d'augmenter le flux thermique de la couche lorsque celle-ci est pompée. En effet, on montre simplement en annexe C que par rapport à une membrane d'InAs entourée d'air dont les échanges thermiques se font par convection, la conduction thermique par le substrat de GaAs permet de gagner en transfert de chaleur : la résistance thermique de conduction entre l'InAs et le GaAs ($R_{\text{cond}} = 50 \text{ KW}^{-1}$) est plus faible que la résistance thermique de convection entre l'InAs et l'air ($R_{\text{conv}} = 1 \text{ MKW}^{-1}$), améliorant ainsi l'extraction du flux de chaleur de la couche active pompée.

5.3 Intégration du modulateur commandé par l'optique

5.3.1 Intégration en guides d'ondes THz WR 1.0

Pour réduire la dimension du spot THz nous travaillons avec des guides d'ondes. Ces guides d'onde permettent d'excellentes possibilités d'intégration puisque ils permettent une propagation de modes dont les dimensions approchent la limite de diffraction (à la fréquence de travail donnée, la plus petite dimension spatiale du mode THz est environ égale à la demie longueur d'onde THz dans le vide).

Ces guides sont des guides métalliques rectangulaires creux de dimensions $125 \times 250 \mu\text{m}$. La propagation du mode se fait dans l'air afin de limiter au maximum les pertes lors de la propagation et l'onde THz est guidée par réflexion à l'intérieur du guide. Les pertes liées à la propagation sont en premier lieu dues aux pertes par effet Joule lorsque le champ THz pénètre le métal sur son épaisseur de peau. Cette épaisseur est inversement proportionnelle à la racine carrée de la fréquence, augmentant ainsi le courant circulant dans le métal lorsque la fréquence augmente et donc la puissance dissipée par effet Joule. On trouve également des pertes par diffusion lors des réflexions au niveau du métal, ce métal étant souvent de l'or car il possède une excellente conductivité. La géométrie de ces guides est présentée en Fig. 5.5 (a). La longueur de ces guides est typiquement de 1 pouce et les pertes sont de l'ordre de 1 dB/cm. Le mode établi dans ces guides est présenté sur la Fig. 5.5 (b). La géométrie des guides ainsi que la plage de fréquence de travail impliquent que seules des propagations mono-modes sont permises dans la gamme 0,75–1,1 THz.

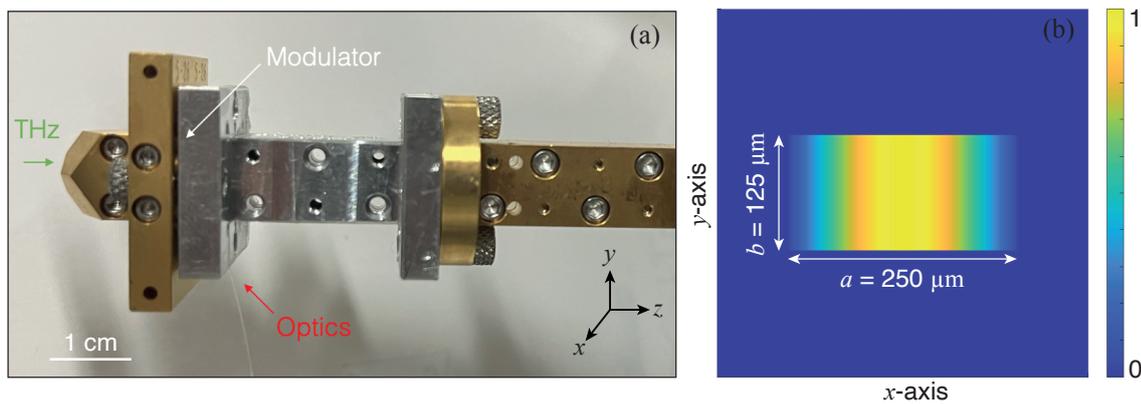


FIGURE 5.5 – (a) Photo extérieure du modulateur THz commandé par pompe optique fibrée et intégré dans des guides d'onde THz aux normes WR.1.0. (b) Répartition spatiale de l'intensité du mode THz TE_{10} se propageant dans les guides.

Pour des raisons de simplification d'intégration, l'échantillon d'InAs sur GaAs est positionné (coincé) entre une antenne cornet diagonale (qui permet la collection du faisceau THz) et un guide d'onde tel que représenté sur la Fig. 5.5 (b). Nous avons vu précédemment qu'il est nécessaire d'avoir un recouvrement optimal entre le mode THz et le mode

optique de la pompe. On notera cependant que la répartition spatiale du mode THz est plus intense au centre que sur les bords du guide. Cette notion est importante car l'intensité du mode étant nulle sur les bords du guide, il sera inutile d'illuminer cette zone spatiale avec la pompe optique. Enfin, compte-tenu des très faibles dimensions du guide, nous utiliserons une fibre optique pour amener le signal au plus proche de l'échantillon, nous présentons ainsi dans la section suivante l'intégration de cette pompe optique fibrée.

5.3.2 Intégration de la pompe optique fibrée à 1064 nm

La Fig. 5.6 présente une vue détaillée de l'intérieur d'un demi-guide THz. Les guides THz ont été fournis par Virginia Diode Inc. (VDI) dans le cadre d'une collaboration sur ce projet et sont micro-usinés sur deux parties qui sont ensuite assemblées pour former le canal d'onde rectangulaire de dimensions transverses $125 \times 250 \mu\text{m}$. Chaque demi-guide est réalisé par fraisage. Sur cette figure on observe une partie du guide d'onde THz ainsi qu'une partie de la réservation pour glisser la fibre (l'autre partie de la réservation ayant été faite sur l'autre demi-guide, de la même façon que pour le THz). Cette réservation a été réalisée avec une scie circulaire dont l'épaisseur de la lame est de $150 \mu\text{m}$, suffisante pour y glisser la fibre optique, dont le diamètre fait $125 \mu\text{m}$.

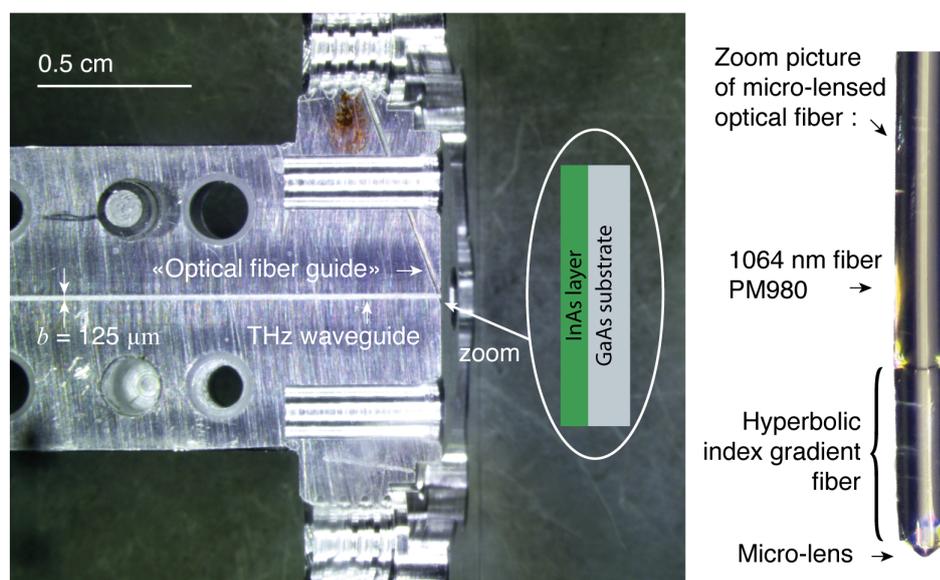


FIGURE 5.6 – Photographie (vue en coupe) du composant (l'échantillon InAs/GaAs n'est pas à l'échelle) intégré dans le guide d'onde THz (à gauche) et photographie de la micro-lentille (à droite).

Afin de maximiser la puissance optique transmise dans l'échantillon, il est intéressant de l'éclairer à l'angle de Brewster. En effet, travailler à l'angle de Brewster en incidence TM permet de minimiser la réflexion au niveau de l'InAs et permet donc d'augmenter le couplage de la pompe optique vers la couche active. Le contrôle sur l'incidence TM est possible avec une fibre à maintien de polarisation orientée comme il se doit : le champ

électrique de la pompe optique doit être contenu dans le plan d'incidence (yz). On place ensuite l'échantillon InAs/GaAs de façon à ce que l'InAs se trouve en face de la fibre optique, ce qui permet un contrôle plus direct des conditions de pompage.

La pompe optique est guidée au niveau de l'InAs grâce à des fibres optiques. L'utilisation d'une fibre standard clivée ne présente pas un contrôle sur le faisceau de pompe suffisant car celui-ci diverge trop en sortie de fibre. Nous utilisons alors une fibre micro-lentillée¹³² qui représente une solution plus adaptée car celle-ci permet une meilleure manipulation du faisceau de pompe optique, notamment grâce à l'effet de focalisation de la lentille. On observe alors sur la Fig. 5.6 une photo de la fibre micro-lentillée que l'on utilise pour illuminer l'InAs. Cette fibre micro-lentillée a été réalisée au laboratoire FOTON sous la supervision de Monique Thual sur une fibre optique commerciale monomode à maintien de polarisation PM980. Cette fibre permet de focaliser le faisceau optique d'après la formule :

$$w_f = \frac{\lambda_{\text{IR}}}{\pi w_0} \times f \quad (5.4)$$

où w_f est le rayon de mode au point de focalisation, w_0 est le rayon de mode en entrée de micro-lentille et f est la distance focale de la micro-lentille, pour avoir un petit spot optique il faut donc augmenter la taille du mode avant focalisation et une lentille de courte focale. Il a donc été rajouté par soudure au bout de cette fibre les deux éléments suivants permettant de créer l'effet focalisation de la lentille :

- Une longueur précise de fibre clivée à gradient hyperbolique d'indice : sur une courte longueur de propagation dans la fibre à gradient d'indice (de l'ordre de 200–400 μm), la fibre agit comme une lentille convergente permettant de collimater le faisceau optique et de maximiser le rayon de mode w_0 .
- À cet endroit où le rayon de mode du faisceau optique est maximisé, on fait fondre la fibre avec un arc électrique. La fibre fondue prend la forme d'une boule de verre qui a pour effet la focalisation de l'onde de la même façon qu'une lentille convergente.

On peut ensuite caractériser le faisceau en sortie de cette fibre micro-lentillée. D'après la théorie de la diffraction et des modes gaussiens, on sait que l'évolution spatiale longitudinale du faisceau renseigne sur différents paramètres optiques importants, par exemple :

$$w_{\text{opt}}(z) = w_f \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad \text{avec} \quad z_R = \frac{\pi w_f^2}{\lambda_{\text{IR}}} \quad (5.5)$$

où $w_{\text{opt}}(z)$ est la taille du rayon de mode optique lors de la propagation du faisceau

selon z et z_R la longueur de Rayleigh. Cette loi décrit donc l'évolution de la taille du faisceau optique en sortie de micro-lentille. La fibre a été conçue pour des applications télécom à 1550 nm, elle a donc été caractérisée à cette longueur d'onde à l'issue de la conception, avec un rayon de mode $w_f = 3 \mu\text{m}$ au point focal se trouvant à une distance de travail de $60 \mu\text{m}$ par rapport au bout de la micro-lentille.

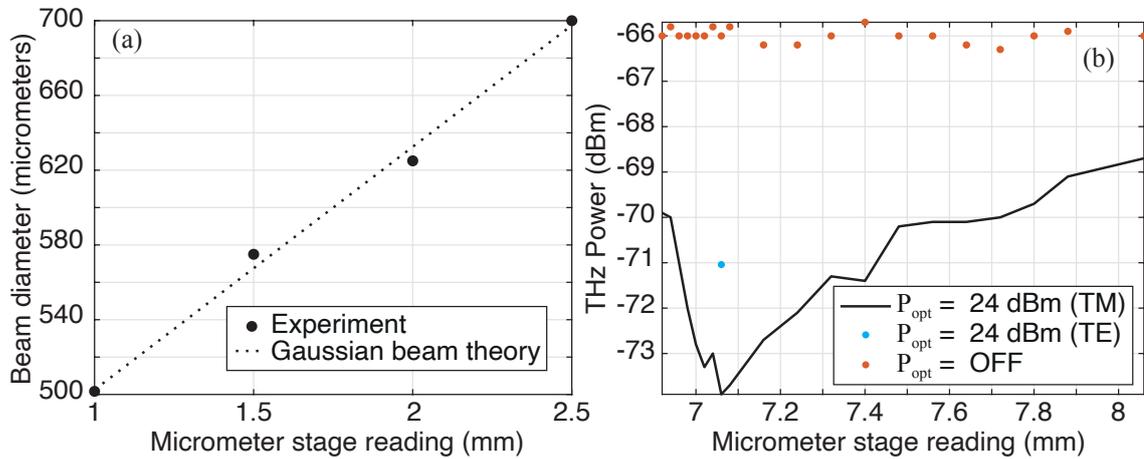


FIGURE 5.7 – (a) Evolution du diamètre de spot optique en sortie de micro-lentille et (b) optimisation de la position de la fibre micro-lentillée en incidence TM.

On se propose alors de mesurer cette évolution du rayon de mode optique en fonction de la distance, à la longueur d'onde de travail de 1064 nm, afin de remonter à la taille du rayon de mode w_f , qui nous permettra de vérifier le bon fonctionnement de la micro-lentille. Nous présentons en Fig. 5.7 (a) cette évolution du diamètre de faisceau optique en fonction d'un déplacement dans le sens de propagation du faisceau (soit selon z). Ces mesures transverses de taille de faisceau ont été réalisées avec la "méthode du couteau" présentée en annexe G. Nous pouvons ensuite interpoler les résultats expérimentaux (courbe pointillée) avec l'asymptote de la loi (5.5) : $w_{\text{opt}}(z) \approx \lambda_{\text{IR}} / (\pi w_f) \times z$ pour $z \gg z_R$ puisque nous avons relevé ces diamètres de faisceaux loin par rapport au bout de la fibre micro-lentillée (à quelques mm). Par conséquent, on peut remonter à la taille du waist w_f contenu dans la pente de la courbe pointillée et on trouve $w_f = 2,6 \mu\text{m}$. Cette valeur de rayon de mode est en adéquation avec les caractérisations réalisées à 1550 nm, ce qui nous permet de valider un fonctionnement normal de la fibre micro-lentillée.

On place ensuite cette fibre dans la réservation réalisée à cet effet afin d'illuminer l'InAs. L'alignement doit ensuite être effectué avec précision, il faut ajuster longitudinalement la position de la fibre tout en contrôlant la transmission THz afin d'optimiser la taille de spot sur l'échantillon, mais aussi de faire tourner la fibre sur son axe afin d'optimiser la polarisation à l'angle Brewster. On présente ces résultats expérimentaux sur la Fig. 5.7 (b), la courbe noire correspond à la transmission à l'état pompé et la mesure à l'état non pompé est représentée par les points rouges. La tendance de la courbe noire

peut être expliquée par deux régimes de fonctionnement :

- en dessous de la position à 7 mm : la fibre se rapproche de l'InAs, le mode optique devient petit devant le mode THz. La densité optique augmente mais le recouvrement des modes diminue : le mode THz est fortement modulé, mais seulement sur une petite zone spatiale.
- au dessus de la position à 7,2 mm : la fibre s'éloigne de l'InAs, le mode optique devient grand devant le mode THz. Le recouvrement des modes augmente mais la densité optique diminue : le mode THz est totalement recouvert par le mode optique, mais il est faiblement modulé.

Il existe alors une position optimale de la fibre entre ces deux régimes (vers 7,1 mm) pour laquelle la transmission THz est minimale, cette position correspond à un recouvrement optimal des faisceaux optique et THz. A cette position, la profondeur de modulation est maximale puisqu'elle dépend du contraste entre la transmission non-pompée et la transmission pompée. De plus, pour vérifier la bonne utilisation de l'angle de Brewster, nous avons relevé la puissance THz (point de mesure bleu) pour une rotation de la fibre de 90° par rapport à la polarisation TM (contrôlée avec un polariseur). Nous mesurons un écart de puissance de 3 dB en incidence TE associée à une augmentation de la transmission THz (l'écart théorique est de 5 dB). Il semble donc que pour une puissance de pompe optique constante de 24 dBm, l'atténuation de la transmission THz est meilleure en incidence TM qu'en incidence TE, validant ainsi l'hypothèse d'un meilleur couplage de la pompe optique en incidence TM. Enfin, en minimisant la transmission pompée nous avons optimisé la profondeur de modulation du modulateur intégré.

Il est très important de noter qu'à cette position optimale, il est quasi-impossible de connaître avec précision la taille du faisceau optique incident sur l'InAs. De plus, la géométrie de fabrication des demi-guide THz fait que le « guide optique » micro-usiné se trouve dans le plan perpendiculaire au grand côté du guide THz rectangulaire, on illumine alors l'InAs et le mode THz le traversant selon la plus petite dimension du mode. De plus, avec l'angle de 74° , la projection du mode optique dégrade fortement le recouvrement avec le mode THz.

Nous avons cependant eu besoin de connaître la taille du faisceau incident sur l'InAs pour calculer la densité théorique photo-générée avec l'équation (4.10) par exemple. Pour avoir une idée de la taille du faisceau et vérifier si celle-ci est cohérente avec ce que l'on peut obtenir en sortie de micro-lentille nous avons réalisé l'hypothèse suivante : en se basant sur les données expérimentales de mesures de densités et de temps de vie des

porteurs pour le premier point de l'échantillon #1 à 19 dBm, nous avons utilisé dans l'équation (4.12) un rayon de mode de $250 \mu\text{m}$ (et donc un volume effectif associé $V_{\text{eff}} = H \times \pi \times w_{\text{opt}}^2$) nous permettant de retrouver la valeur expérimentale δn_{exp} . En utilisant cette surface équivalente pour tous les autres points de mesure, nous avons retrouvé des valeurs de densités théoriques extrêmement proches des densités mesurées ; toutes les valeurs théoriques du Tableau. 4.3 ont été calculées en utilisant cette hypothèse. La fibre optique étant placée à une position fixe dans le guide, la surface d'illumination du spot optique de pompe sur l'InAs est la même pour tous les points expérimentaux mesurés, seuls la puissance optique et les paramètres associés aux matériaux changent. Cependant, bien que tous ces paramètres donnés dans le Tab. 4.3 changent, en gardant l'hypothèse d'une surface équivalente de spot optique $S = \pi \times w_{\text{opt}}^2$ on retrouve des valeurs théoriques cohérentes avec l'expérience, ce qui tend à valider la taille de spot de pompe considérée.

5.4 Performances

Afin de concevoir un modulateur d'amplitude THz attractif, nous devons optimiser des caractéristiques clés telles que les pertes d'insertion, la profondeur de modulation et la rapidité de modulation (ou bande passante). Ce sont chacun de ces trois aspects que nous développons dans cette partie afin de mettre en avant les performances de ce modulateur (par rapport à l'état de l'art réalisé dans la section 2.3.2).

5.4.1 Pertes d'insertions

Les pertes d'insertion correspondent aux pertes d'amplitude du signal lors de l'insertion du composant dans le système exploitant ce signal. Ici, pour le modulateur d'amplitude THz fonctionnant en transmission, le signal en question correspond à la transmission THz. Pour quantifier ces pertes on relève le rapport des amplitudes avant et après insertion du composant puis on exprime ce rapport en dB. Nous présentons en Fig. 5.8 les mesures de transmission au travers des différents échantillons ainsi que la mesure de transmission du banc à vide. Ces mesures montrent la tendance générale décrite en détail dans le chapitre 2 : la transmission au travers des échantillons est d'autant plus faible que le dopage de la couche d'InAs est grand.

Pour étudier en détail les pertes d'insertion de chacun des échantillons, on trace en Fig. 5.9 (a) la différence de transmission en dB qu'il existe entre la mesure à vide et les mesures avec échantillon. On représente à côté en Fig. 5.9 (b) les pertes d'insertion théoriques également en dB, calculées d'après les simulations des transmissions présentées en Fig. 3.5. Sur chacune de ces courbes on observe une tendance commune : les pertes d'insertion augmentent avec le dopage de la couche d'InAs. En effet, nous avons

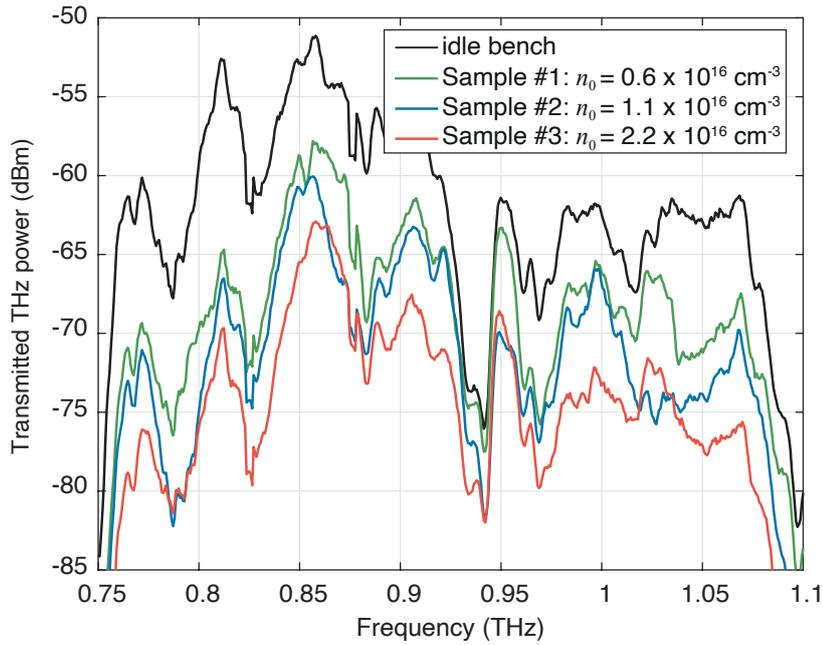


FIGURE 5.8 – Puissances transmises en sortie des 3 échantillons et puissance transmise du banc à vide.

montré au chapitre 3 et en annexe B comment la densité de charges libres dans l'InAs influence sur la transmission THz des échantillons InAs/GaAs : plus la densité de charge libre dans l'InAs est grande et plus la transmission THz au travers de ce matériau est faible, la transmission au travers de la cavité InAs/GaAs diminue également car celle-ci dépend de la transmission de l'InAs. Pour réduire les pertes d'insertion il faut donc utiliser une couche d'InAs présentant la plus petite densité de charge libre possible. La limite minimale physique en terme de densité de charges libres correspond à la densité intrinsèque de charge naturellement présente dans un cristal pur d'InAs sans défaut ni impuretés. A température ambiante cette densité est $n_i = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. En pratique il est impossible d'arriver à de telles densités à cause des conditions de croissances de la technique d'épitaxie par jets moléculaire que nous utilisons. En effet, lors de la croissance du cristal d'InAs, des défauts liés aux arrangements des atomes dans la maille cristalline peuvent apparaître (sous forme d'atomes interstitiels, d'atome vacant, de substitution, etc.) et ces impuretés agissent principalement comme des donneurs d'électrons dans le cas de l'InAs. Cela a donc pour effet d'augmenter la densité totale de charges libres dans l'InAs, cette densité non-controlée de type N est légèrement supérieure à la densité intrinsèque et est appelée "densité résiduelle", c'est à cette densité n_0 que la transmission THz est sensible.

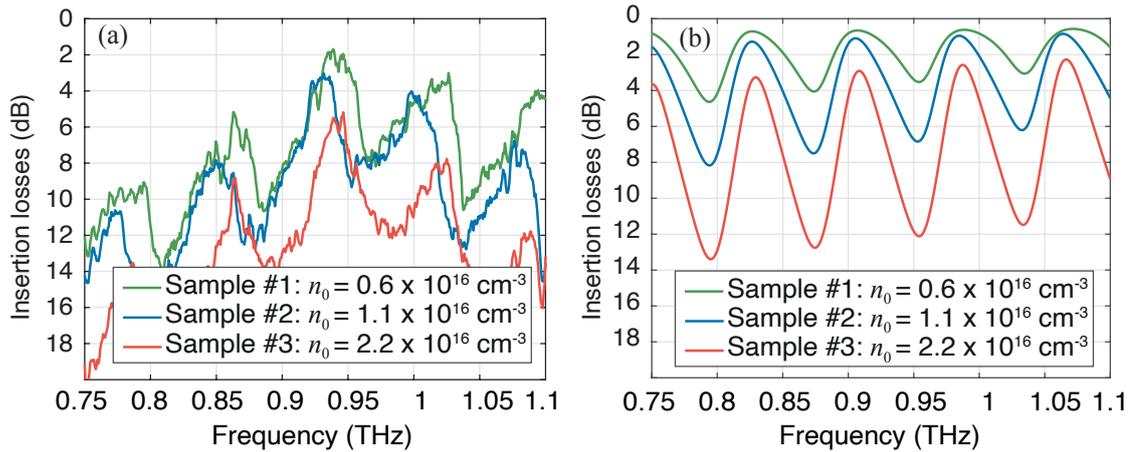


FIGURE 5.9 – (a) Pertes d’insertion expérimentales et (b) théoriques en dB des 3 échantillons.

De plus, nous avons montré en section 3.1.1 que pour chacune des densités n_0 présentes dans les échantillons #1, #2 et #3 on attribue une fréquence plasma écrantée de 1,07 THz, 1,51 THz et 2,17 THz respectivement. Par conséquent, dans la gamme de fréquences de travail, chacune des couches active d’InAs est perçue comme un métal pour le THz. Ainsi, en pratique, l’assertion faite en Fig. 5.1 qui explique le principe selon lequel l’InAs non-pompé se comporte comme un diélectrique et transmet le THz avec peu de pertes est fautive. Pour que cela devienne vrai dans la gamme de fréquence de travail, il faudrait diviser la densité résiduelle minimale $n_0 = 0,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ par 2, de façon à diviser la fréquence plasma par $\sqrt{2}$ et ainsi obtenir une fréquence plasma à $1,07/\sqrt{2} = 0,75 \text{ THz}$, puisque nous travaillons dans la gamme 0,75–1,1 THz cela ferait de l’InAs à $n_0 = 0,3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ un diélectrique.

Cependant, outre la tendance selon laquelle les pertes d’insertions augmentent avec le dopage, on remarque qu’en pratique les pertes d’insertions sont bien plus importantes que celles prédites en théorie pour des couches présentant ces mêmes niveaux de dopage. Si les pertes sont globalement plus fortes, c’est qu’il existe un effet supplémentaire que l’on doit prendre en compte et qui diminue fortement la puissance transmise lorsque l’on introduit l’échantillon InAs/GaAs entre les guides ; cet effet est lié à l’épaisseur du substrat. L’épaisseur totale de l’échantillon (550 μm) est principalement liée à l’épaisseur du substrat (545 μm). Une fois les échantillons coincés entre les deux guides, ces derniers se retrouvent fortement espacés et le couplage des modes guidés diminue. Par conséquent ces pertes peuvent être liées à :

- une désadaptation d’impédance lorsque le mode THz arrive au niveau du GaAs ; cette désadaptation peut alors entraîner une réflexion d’une partie du mode.

- une diffraction du mode THz entre la sortie du guide et l'entrée du guide suivant (soit dans l'échantillon); le mode THz en sortie de guide possède une taille de $125 \times 250 \mu\text{m}$ et peut évoluer significativement sur une distance de $500 \mu\text{m}$ (la longueur optique associée étant égale à quelques longueurs de Rayleigh du faisceau THz), par conséquent seule une partie du mode ayant diffracté peut être re-couplée dans l'autre guide, entraînant des pertes en transmission.

5.4.2 Optimisation des pertes d'insertion

Simulations CST Microwave Studio du guide d'onde optique-THz

Nous présentons ici les simulations électromagnétiques réalisées sous le logiciel CST Microwave Studio afin d'étudier l'impact de l'espacement entre les guides d'onde sur la transmission THz. La configuration illustrée en Fig. 5.10 (a) a été réalisée et consiste à placer le substrat de GaAs entre deux guides d'ondes THz WR.1.0. Nous représentons la transmission THz de cette configuration au travers du coefficient S_{21} tel qu'illustré en Fig. 5.10 (b).

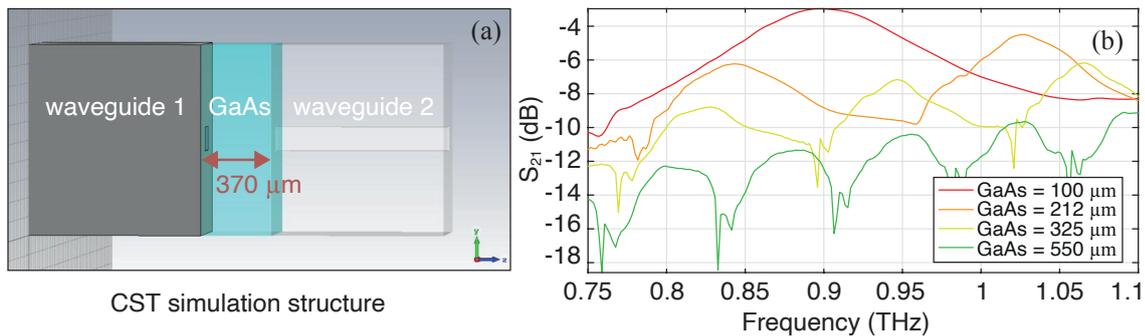


FIGURE 5.10 – (a) Configuration des guides simulée. (b) Coefficient de transmission S_{21} entre l'entrée du guide 1 et la sortie du guide 2 pour différentes épaisseurs de GaAs.

Nous remarquons de multiples résonances dans la transmission de l'onde au travers de la structure, caractéristiques des interférences Fabry-Perot qu'il existe dans le GaAs. Mais nous remarquons surtout que l'espacement entre ces guides introduit des pertes en transmission et que celles-ci sont d'autant plus faibles que l'épaisseur de substrat diminue. L'ordre de grandeur de ces pertes est en accord avec le décalage de 10 dB des pertes relevées expérimentalement sur la Fig. 5.9 (a). Il sera donc intéressant de travailler avec des substrats plus fins, amincis par polissage et/ou gravure chimique afin d'atteindre l'épaisseur critique en terme de tenue mécanique qui se trouve autour de la centaine de micromètres.

Nous présentons également les simulations réalisées sous le même logiciel et qui permettent d'étudier l'effet de la réservation de l'optique sur la transmission du guide. Nous rappelons d'abord que ces guides d'onde THz sont rectangulaires, métalliques, creux et

possèdent des dimensions $a = 250 \mu\text{m}$ et $b = 125 \mu\text{m}$ représentés en Fig. 5.11 (a). Nous observons également sur cette figure la réservation pour la fibre optique, le diamètre de ce trou circulaire est $d = 150 \mu\text{m}$. Les résultats de simulations de la propagation du THz entre les deux extrémités du guide présentées en Fig. 5.11 (b) montrent que le coefficient de transmission S_{21} du guide est compris entre $-0,83$ et -1 dB, soit entre 93 et 80 % et se retrouve donc peu perturbé par la présence de la réservation. La raison pour laquelle la réservation perturbe si peu le THz bien que son diamètre soit de l'ordre de grandeur des dimensions du guide est liée à sa géométrie : de forme circulaire, nous pensons que le mode THz rectangulaire peut avoir du mal à se coupler dans la réservation. La décroissance observée à partir de 1 THz correspond à une résonance de l'onde THz autour du trou de la réservation.

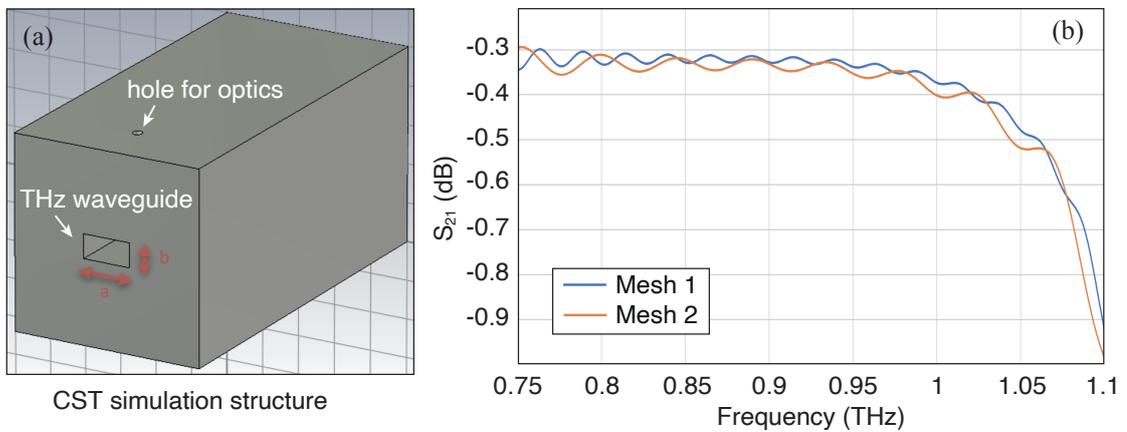


FIGURE 5.11 – Structure du guide simulé (a) et son coefficient de transmission S_{21} (b).

Compensation de dopage résiduel

Nous présentons dans cette partie une étude qui nous a permis d'optimiser les pertes d'insertion sur des échantillons InAs/GaAs dont les couches d'InAs sont épaisses de $1 \mu\text{m}$. L'idée étant que des couches plus fines que $5 \mu\text{m}$ peuvent présenter des pertes d'insertion plus faibles grâce à une absorption cumulée plus faible de l'onde THz lors de sa transmission au travers de l'InAs. Pour évaluer les pertes d'insertions nous avons estimé le niveau de dopage résiduel de l'échantillon et trouvé $n_0 = 2,8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Puisque les pertes d'insertions sont d'autant plus importantes que cette densité résiduelle de charges libres est grande, il faut trouver un moyen de diminuer cette densité de charges libres (pour un type de substrat donné, car un substrat possédant un meilleur accord de maille avec l'InAs permettrait de réduire la quantité de défauts dans l'InAs et diminuerait le dopage résiduel de la couche). Nous avons présenté dans la section 3.2.3 le fait que la densité résiduelle de charge libre apparaît de façon incontrôlée, il est donc impossible, lors de l'épitaxie, de prévoir la valeur de cette densité et d'agir directement sur celle-ci afin de la réduire. Cependant, nous savons que cette densité résiduelle est de type N dans l'InAs et

nous pouvons la mesurer une fois le matériau créé. L'idée est donc d'arriver à estimer la valeur de la densité résiduelle obtenue pour les conditions de croissance actuelles, puis de réaliser des couches compensées dans ces mêmes conditions de croissance.

Les couches compensées présentées ici sont des couches de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur, dopées de type P en introduisant du Béryllium dans l'InAs lors de la croissance. Cet élément se comporte comme un accepteur d'électrons et a donc tendance à réduire le dopage résiduel de type N de la couche. Par conséquent, pour un dopage N mesuré de $n_0 = 2,8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, la densité d'électrons libres peut être parfaitement compensée si on introduit une densité $p_0 = 2,8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ de Béryllium. Nous avons donc réalisé une série d'échantillons dont le dopage P de la couche d'InAs varie de $p_0 = 1,1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ jusqu'à $p_0 = 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Il est important de noter que ces niveaux de dopages restent considérés comme "faibles" car les niveaux habituels pour ces types de dopage dans l'InAs se trouvent plutôt au dessus de $p_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Ici, ces dopages ont été contrôlés par extrapolation des niveaux de dopages classiques (et sont donc potentiellement imprécis). La raison pour laquelle il est peu habituel de travailler avec des niveaux de dopages aussi faibles est la même que la raison évoquée dans le chapitre 3 : il n'existe pour le moment pas de mesures assez fiables et précises capables de mesurer des niveaux de dopages aussi faibles pour l'InAs.

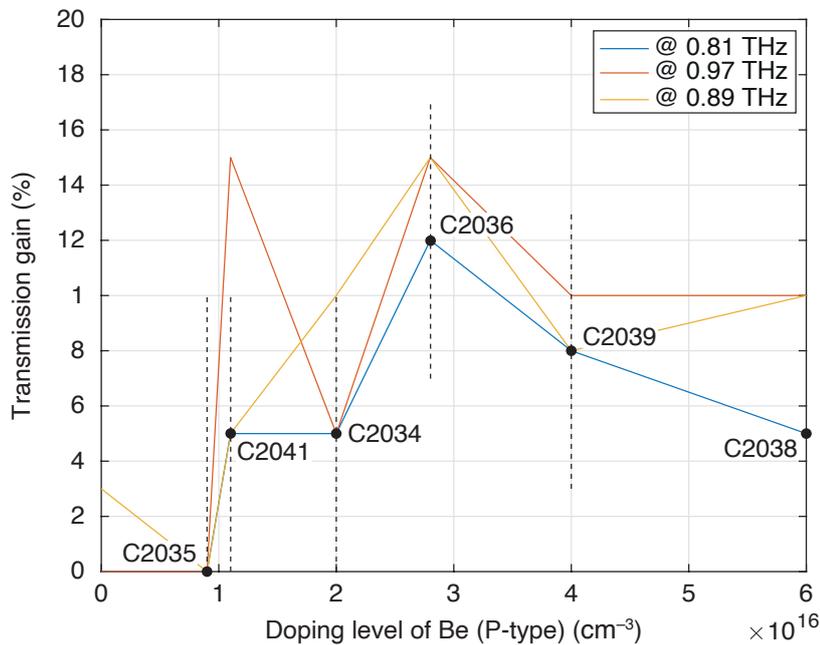


FIGURE 5.12 – Gain en transmission non-pompée de couches de $1 \mu\text{m}$ d'InAs compensées sur GaAs en fonction de la valeur du dopage de compensation.

Nous montrons en Fig. 5.12 les résultats liés au gain en transmission des échantillons en fonction de leur dopage P. Nous avons relevé (avec une précision étonnante) un optimum de 15 % sur le gain en transmission pour un dopage de type P estimé à $p_0 = 2,8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ soit pour une compensation du matériau. Cette compensation nous

a donc permis d'augmenter la transmission non-pompée du modulateur, ce qui a pour effet de réduire les pertes d'insertion et d'augmenter la profondeur de modulation (cet aspect est décrit en détail dans la section suivante). De plus, cet optimum conforte la précision de la mesure de dopage résiduel N mais aussi la précision sur le contrôle du faible dopage de type P.

5.4.3 Profondeur de modulation

Caractéristique fondamentale du modulateur, la profondeur de modulation correspond à la différence d'amplitude maximale que l'on peut obtenir avec le composant. De façon générale, pour les modulateurs d'amplitude, la profondeur de modulation est définie entre deux états ; un état passant (qui transmet une amplitude maximale) et un état bloqué (qui transmet une amplitude minimale). On peut également exprimer cette grandeur en dB. Dans notre cas, l'état passant correspond à l'état "non-pompé" du modulateur (cf. Fig. 5.1) et l'amplitude maximale transmise dépend de la densité résiduelle de charges libres n_0 . En effet, nous venons de montrer dans la section sur les pertes d'insertion que plus cette densité est faible et plus la transmission non-pompée est grande. Cela met en évidence le double intérêt lié à la réduction de la densité de charges libres dans la couche d'InAs : diminuer cette densité permet de diminuer les pertes d'insertion et d'augmenter la profondeur de modulation (en maximisant la transmission non pompée). Pour avoir une grande profondeur de modulation, il faut également optimiser la transmission minimale liée à l'état bloqué du modulateur. Cet état correspond ici à l'état "pompé" du modulateur présenté en Fig. 5.1. Dans cet état "pompé", la transmission THz dépend de la puissance optique et nous présentons en Fig. 5.13 (a) les mesures expérimentales de la transmission en fonction de cette puissance, pour l'échantillon #1.

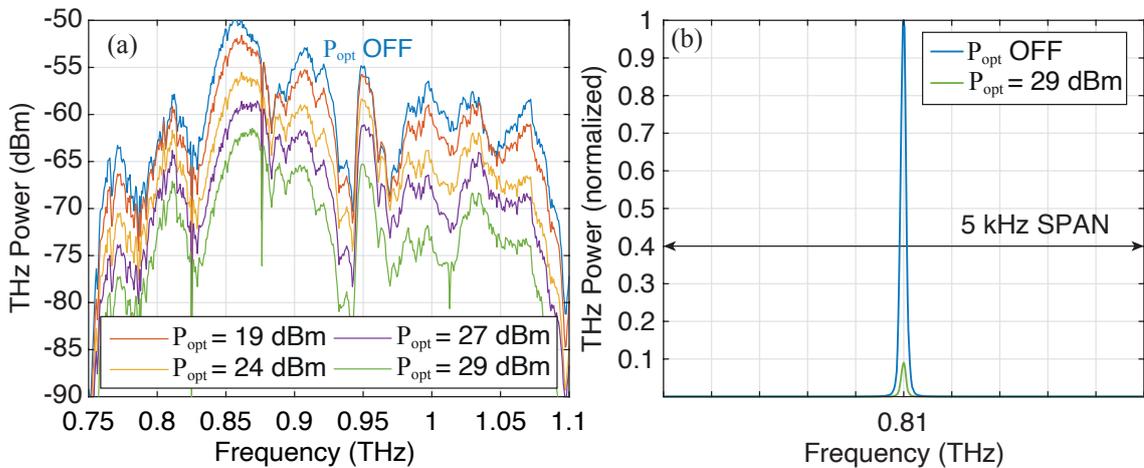


FIGURE 5.13 – (a) Transmissions THz expérimentales en fonction de la puissance optique P_{opt} . (b) Spectres de transmission à 0,81 THz en état non-pompé et pompé. Pour l'échantillon #1 uniquement.

On remarque alors que plus la puissance optique est grande et plus la transmission au travers du modulateur est faible. Cette dépendance de la transmission THz avec la puissance optique est l'élément central de cette thèse. On se propose donc ici de reprendre brièvement et relier tout ce qui a été présenté précédemment afin de synthétiser cet effet du pompage optique sur la transmission THz : nous avons montré dans le chapitre 3 que la présence de charges libres dans l'InAs influe sur la transmissions THz. En effet, plus la densité de charges libres est grande et plus la transmission au travers de la couche diminue. Dans ce même chapitre, nous avons montré que pour l'échantillon #1 la densité résiduelle de charges libres est fixe, telle que $n_0 = 0,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Cependant, nous avons montré dans le chapitre 3 que nous pouvons augmenter la densité totale de charge libre, en ajoutant à la densité résiduelle, une densité de charge en excès générée par l'optique. Nous avons ensuite présenté en détail dans ce même chapitre comment la densité en excès photo-générée augmente avec la puissance optique. Ainsi, nous observons sur cette figure Fig. 5.13 (a) les effets combinés de ces chapitres, selon lesquels la transmission THz décroît lorsque la puissance optique augmente. Pour revenir à la profondeur de modulation, on remarque enfin que la transmission minimale correspondant à l'état "pompe" du modulateur est atteinte pour la plus grande puissance optique. Pour mettre en avant cette profondeur de modulation nous présentons en Fig. 5.13 (b) le spectre de transmission normalisé (par rapport aux pertes d'insertion) de la radiation THz à 0,81 THz transmise au travers du modulateur, en fonction des deux états "pompe" ou "non-pompe". La profondeur de modulation se lie directement sur le rapport des amplitudes des pics, ici l'atténuation de la transmission est supérieure à 90 %, ce qui correspond environ à 10 dB de profondeur de modulation.

Enfin, nous utilisons la Fig. 5.14 afin de comparer les trois échantillons de cette étude et mettre en avant un éventuel effet du dopage résiduel de la couche d'InAs, sur la profondeur de modulation à une fréquence de travail donnée de 0,81 THz. Tout d'abord on remarque la tendance générale précédemment décrite pour l'échantillon #1 et selon laquelle la profondeur de modulation augmente avec la puissance optique, cette tendance est la même pour les trois échantillons.

Cette tendance est en accord avec la prédiction théorique présentée en Fig. 5.15 (a). De plus, à la puissance optique maximale, soit à environ 800 mW la profondeur de modulation maximale que l'on peut atteindre diffère pour chacun des échantillons. A cette puissance, l'échantillon #3 présente une profondeur de modulation plus faible que l'échantillon #1. Ce phénomène est directement lié au niveau de dopage de la couche et aux pertes d'insertions. En effet, nous présentons dans la Fig. 5.15 (b) l'atténuation de la puissance THz à 0,81 THz pour chacun des échantillons, en fonction de la puissance optique. L'atténuation à puissance optique nulle correspond aux pertes d'insertions de l'échantillon 0,81 THz. On remarque alors que lorsque la puissance optique augmente, l'atténuation de

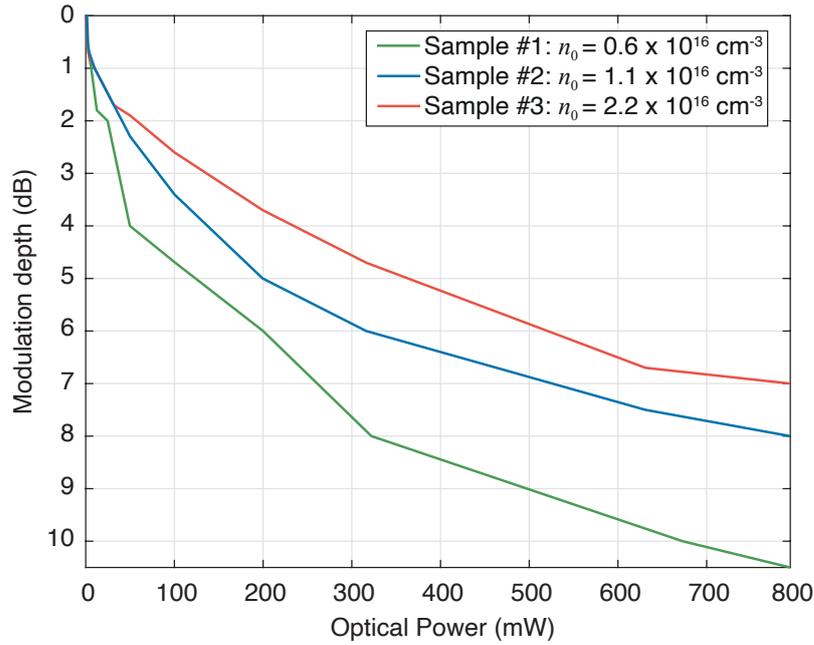


FIGURE 5.14 – Profondeurs de modulation expérimentales (en dB) à 0,81 THz pour les 3 échantillons en fonction de P_{opt} .

l'onde THz augmente et suit une tendance identique pour chacun des trois échantillons. Cependant, la profondeur de modulation est définie entre l'état pompé (800 mW) et l'état non pompé (0 mW), on remarque donc bien que celle-ci est plus faible pour l'échantillon #3 que pour l'échantillon #2 car l'échantillon #3 possède des pertes d'insertions plus grande que les autres échantillons.

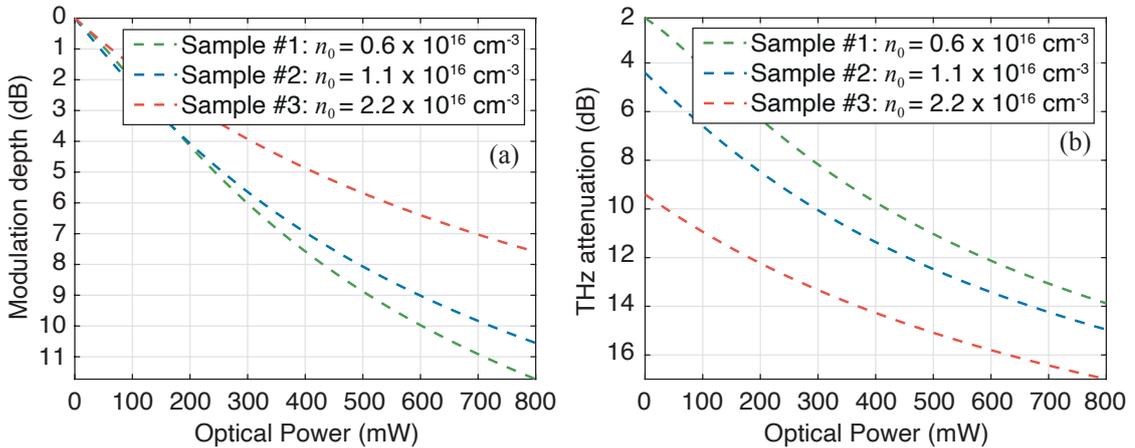


FIGURE 5.15 – (a) Profondeur de modulation et (b) atténuation THz théoriques en fonction de P_{opt} pour les 3 échantillons.

5.4.4 Bande passante de modulation

La bande passante de modulation renseigne sur la fréquence maximale avec laquelle on peut commuter entre les états "pompé" et "non pompé" du modulateur. On parle de

bande passante de modulation car le modulateur THz présenté ici possède une réponse en fréquence de type filtre passe-bas du premier ordre pour les raisons décrites en détail dans le chapitre 3. Nous avons montré dans ce chapitre que la fréquence maximale de modulation est liée au temps de vie des porteurs en excès dans le matériau et que ce temps de vie dépend lui-même de la densité de porteurs en excès photo-générés. Ainsi, nous avons observé par exemple en Fig. 4.7 (b) une augmentation de la bande passante avec la puissance optique, car lorsque cette dernière augmente, la densité de porteur en excès augmente et le temps de vie de ces porteurs diminue. Par conséquent, pour chacun des échantillons, la bande passante maximale que l'on peut obtenir est atteinte pour les puissances maximales de pompes. Ces puissances de pompes maximales correspondent à l'état pompé du système, lorsque la profondeur de modulation est la plus grande, soit à des conditions nominales. Nous présentons en Fig. 5.16 les mesures de bandes passantes de ces trois échantillons, pour un puissance de pompe de 28 dBm.

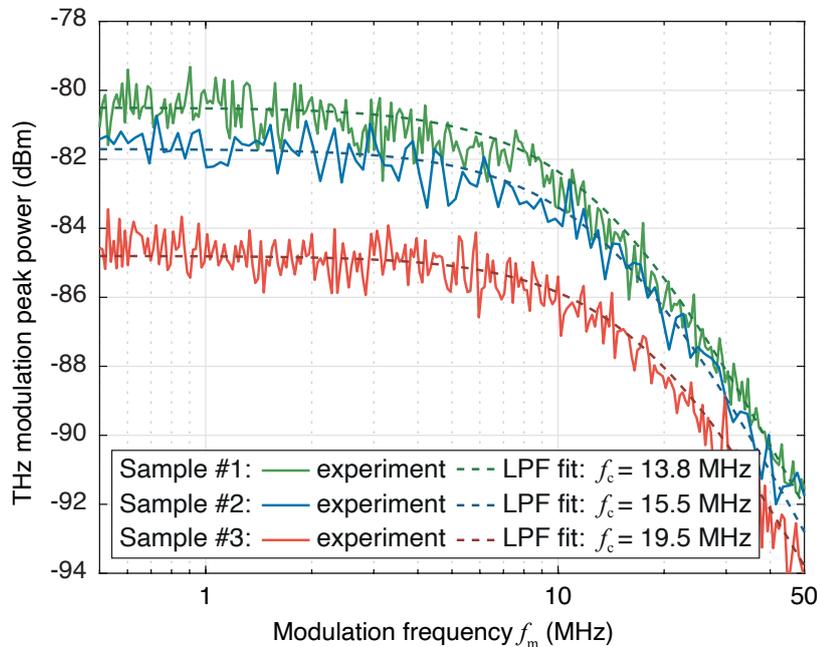


FIGURE 5.16 – Bandes passantes expérimentales des 3 échantillons mesurées à une puissance optique de 28 dBm.

On remarque tout d'abord que l'amplitude globale du signal de modulation est d'autant plus grande que le niveau de dopage de la couche d'InAs est faible. En effet, l'échantillon #1 par exemple présente le niveau de dopage d'InAs le plus faible et possède le niveau de signal le plus fort. Ce phénomène est lié à la profondeur de modulation ; cet échantillon présente la profondeur de modulation la plus grande (car il possède le résiduel le plus faible). Pour tracer ce diagramme de Bode nous traquons l'amplitude du pic de modulation et l'amplitude de ce pic est d'autant plus grande que la profondeur de modulation est grande. C'est pour cette raison que de l'échantillon #1 vers l'échantillon #3 le niveau de signal diminue. Enfin, on observe que pour des conditions de pompage

optique similaire ($P_{\text{opt}} = 28$ dBm), la bande passante augmente de l'échantillon #1 vers l'échantillon #3. Cette évolution est liée au temps de vie, qui diminue avec le niveau de dopage, notamment de part la contribution des phénomènes SRH tels que décrit dans la section 4.4.1.

5.4.5 Augmentation de la bande passante

Nous venons de montrer que sous des conditions de pompage similaires, l'échantillon possédant le niveau de dopage le plus grand, possède la bande passante de modulation la plus grande. Pour augmenter la bande passante, il faut donc réduire le temps de vie des porteurs dans l'InAs et une façon de réduire ce temps de vie consiste à augmenter la densité d'impuretés dans la couche. Nous présentons alors en Fig. 5.17 la bande passante associée à l'échantillon C2036, dont le niveau de dopage a été compensé et dont la densité d'impuretés dopantes est très grande ; il y a dans ce matériau une densité résiduelle de dopants de type N mais également des dopants de type P introduits par la compensation de dopage. On remarque alors que contrairement aux échantillons #1, #2 et #3 de type résiduel N seulement, que cet échantillon compensé possède une bande passante 2 fois plus grande, de 40 MHz.

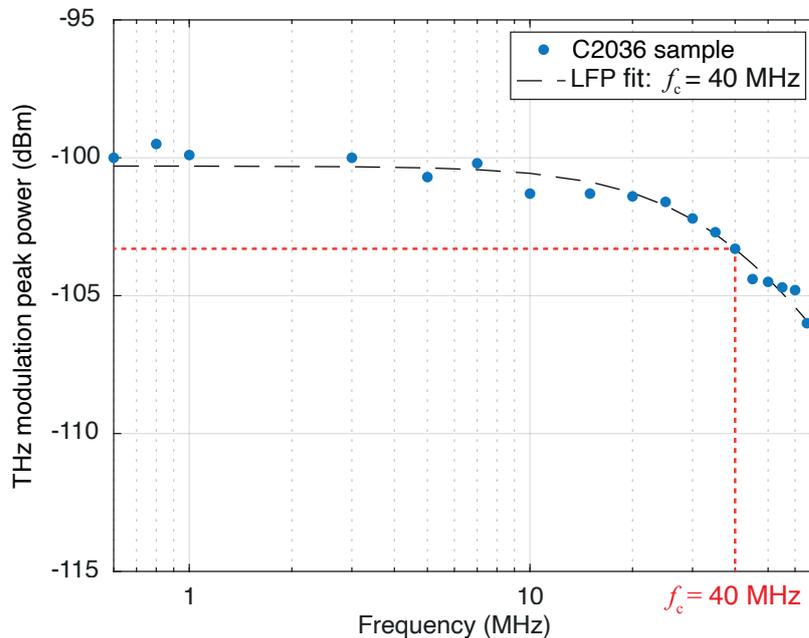


FIGURE 5.17 – Bande passante de l'échantillon compensé C2036 mesurée à 28 dBm.

A cette bande passante on peut attribuer un temps de vie des porteurs de 4 ns, ce temps de vie dépend à priori de la densité d'impureté, mais peut également dépendre des phénomènes de recombinaison de surface, car cet échantillon possède une épaisseur de couche de 1 μm . En effet, nous avons présenté dans la section 4.4.1 les différents mécanismes

de recombinaison mais nous n'avons pas présenté ce dernier mécanisme car celui-ci devient significatif uniquement pour de faibles épaisseurs d'InAs. En effet, les interfaces des couches d'InAs épitaxiées présentes des défauts liés aux liaisons pendantes en surface et aux dislocations au niveau du contact avec le GaAs. Pour de grandes épaisseurs de couches, les phénomènes 2D situés aux interfaces participent faiblement au temps de vie "massif" de la matière, qui est majoritairement lié aux phénomènes décrits plus haut tels que le SRH, l'Auger, ou l'émission spontanée. Cependant, lorsque l'épaisseur devient plus faible, la contribution des temps de vie aux interfaces devient importante et on peut commencer à observer leurs effets sur le temps de vie effectif. Nous présentons les effets de ces recombinaisons sur le temps de vie en annexe E et montrons que leur impact est en théorie faible pour nos échantillons. Cependant, afin de s'assurer que les temps de vie mesurés sur ces échantillons de faibles épaisseurs ne sont pas impactés par les recombinaisons de surface nous prévoyons de passiver la surface de l'InAs et de relever le temps de vie après passivation afin de voir s'il évolue.

Nous venons de montrer comment avec le même matériau, en l'occurrence l'InAs, on peut diminuer le temps de vie en augmentant par exemple le niveau de dopage de la couche. Cependant, nous avons vu que le gain sur la bande passante entraîne en général une diminution de la profondeur de modulation. Cette dernière notion est fondamentale pour les performances du modulateur et est gouvernée par une loi physique que nous avons présentée précédemment :

$$\delta n = G_{\text{opt}} \times \tau_{\text{eff}} \quad (5.6)$$

En effet, la profondeur de modulation M est directement proportionnelle à la densité de charge photo-générée δn et la bande passante BW est inversement proportionnelle au temps de vie τ_{eff} . De façon expérimentale, le taux de génération optique est constant pour un type de couche active donnée car il est borné par la puissance optique maximale disponible et la taille de spot de pompe fixé par l'intégration. On peut donc réécrire l'équation précédente de la façon suivante :

$$M \times BW \propto G_{\text{opt}} \quad (5.7)$$

L'intérêt de cette dernière équation est de mettre en forme un aspect fondamental lié aux modulateurs en règle générale, le produit : gain \times bande = constante qui établit qu'une augmentation de la bande passante se fait toujours au détriment de la profondeur de modulation.

5.4.6 Synthèse des performances

Dans cette section on se propose de faire la synthèse des performances pour l'échantillon présentant les meilleures caractéristiques en terme de pertes d'insertion et profondeur de modulation : l'échantillon #1. Cet échantillon possède néanmoins la plus petite bande passante, mais l'ordre de grandeur de cette bande passante de 13,8 MHz n'est finalement pas si loin de la plus grande bande passante mesurée de 19,5 MHz pour l'échantillon #3. Enfin, on se propose de relier ces performances aux effets physiques développés dans les chapitres précédents :

1. Tout d'abord nous avons montré dans le chapitre 3 comment la densité d'électrons libres joue un rôle fondamental sur le comportement de l'InAs vis-à-vis du THz. Nous avons principalement montré que plus cette densité de charge est grande et plus la transmission THz au travers de l'InAs diminue car celui-ci se comporte comme un métal à pertes en présence de ces charges.
2. Nous avons présenté dans ce même chapitre 3 les échantillons caractéristiques du modulateurs ; une couche active de 5 μm d'épaisseur épitaxiée sur un substrat de 545 μm . Nous avons montré par des mesures expérimentales que la transmission THz au travers de ces échantillons dépend de la densité d'électrons libres dans l'InAs et que nous pouvons remonter à cette densité telle que $n_0 = 0,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ dans l'échantillon #1.
3. Dans le chapitre 5 nous venons de montrer que cette densité de charge résiduelle $n_0 = 0,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ engendre des pertes d'insertion liées au comportement métallique de l'InAs dans la gamme de fréquence de travail 0,75–1,1 THz puisque pour ce dopage, nous travaillons en dessous de la fréquence plasma de l'InAs qui est à 1,07 THz.
4. Dans ce même chapitre 5 nous avons montré comment l'utilisation d'une pompe optique permet d'atténuer la transmission THz de façon active. Cette atténuation de l'onde THz avec la puissance optique a été décrite en détail en chapitre 3 et repose sur l'augmentation des pertes THz induites par la photo-génération de charges libres en excès dans l'InAs. Ainsi, pour une puissance de pompe de 28 dBm une densité de $\delta n_{\text{exp}} = 2,2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ est générée (cf. Tableau 4.3) portant ainsi la densité totale de charge libre à $n = n_0 + \delta n_{\text{exp}} = 2,8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.
5. Nous avons également montré que la profondeur de modulation typique de l'échantillon #1 à 0,81 THz est de 10 dB environ. Cette profondeur de modulation dépend de la densité résiduelle de charges libres ($n_0 = 0,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) et des conditions de pompage optimales permettant la photo-génération de la plus grande densité de porteurs libres possible ($\delta n = 2,2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

6. Enfin, nous avons montré dans ce chapitre 5 que la bande passante de modulation en conditions nominale est de 13,8 MHz, cette bande passante est reliée au temps de vie des porteurs libres dans la couche d'InAs telle que décrite au le chapitre 3.

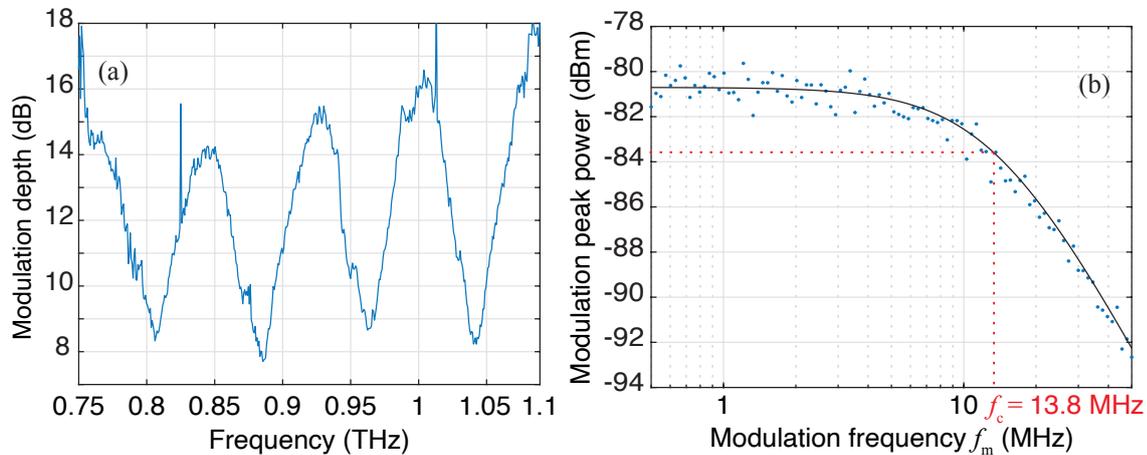


FIGURE 5.18 – Synthèse des performances du modulateur THz constitué de l'échantillon #1 intégré et commandé par une puissance de pompe de 28 dBm et une taille de spot de pompe $w = 250 \mu\text{m}$: (a) profondeur de modulation et (b) bande passante de modulation.

Finalement, nous présentons en Fig. 5.18 la figure de mérite du modulateur constitué de l'échantillon #1 ; nous montrons en Fig. 5.18 (a) la profondeur de modulation optimale dans toute la gamme de travail THz ainsi qu'en Fig. 5.18 (b) la bande passante de cette modulation. La bande passante est mesurée à 0,81 THz mais est la même dans toute la gamme de travail car celle-ci est indépendante de la fréquence THz (la bande passante ne dépend que des paramètres matériaux de l'InAs). On observe sur la Fig. 5.18 (a) que la profondeur de modulation est entachée de la réponse Fabry-Perot de l'échantillon, et n'est maximale qu'au niveau des résonances (là où la transmission non-pompée est maximale, avec des maxima allant de 14 dB à 16 dB). Cette non planéité de profondeur de modulation en fonction de la fréquence THz de travail peut être dommageable pour le composant, pour des applications télécom larges bandes par exemple (nous donnerons dans le chapitre suivant des éléments permettant de corriger cet aspect). Cependant la bande passante du modulateur présentée ici est d'environ 14 MHz tel que l'on peut le voir sur la Fig. 5.18 (b), cette fréquence est bien loin des fréquences nécessaires pour des applications télécom (typiquement plus de 1 GHz), on peut alors s'imaginer que les performances actuelles du composant l'orienteraient plutôt vers des applications faibles bandes passantes du type imagerie, spectroscopie et/ou spatiale ; dans chacun des cas, une modulation du signal THz est importante pour améliorer le rapport signal-bruit, notamment grâce à l'utilisation d'une détection synchrone.

5.5 Conclusions sur le modulateur THz commandé par optique

Dans ce chapitre nous avons d'abord présenté les raisons qui nous ont motivé à concevoir le modulateur THz. La motivation principale concerne la réduction de la taille des modes THz et optiques. Cette réduction est liée au principe fondamental du modulateur : une densité de flux de photons est absorbée dans le matériau puis convertie en une densité de charges libres δn qui module la transmission THz. La modulation de l'onde THz est alors d'autant plus grande que la densité de flux de photons est grande. Cette densité de flux de photons est proportionnelle à la densité de puissance optique $dP_{\text{opt}} = P_{\text{opt}} / (\pi \times w_{\text{opt}}^2)$ de la pompe. Par conséquent, pour une puissance optique donnée, il faut diminuer la taille du faisceau de pompe optique ($S = \pi \times w_{\text{opt}}^2$ avec w_{opt} le rayon du faisceau) pour augmenter la densité de puissance optique et finalement augmenter la modulation THz. Cependant, nous avons montré avec la Fig. 5.4 que pour conserver une profondeur de modulation optimale il faut également réduire la taille du mode THz afin de maintenir un recouvrement optimal des modes optiques et THz.

Des travaux précédents ont montré que l'on pouvait alors utiliser des fines membranes d'InAs de 5 μm d'épaisseur comme couche active du modulateur. Cependant cette faible épaisseur rend le composant extrêmement fragile et pour pallier cela nous avons décidé d'utiliser ces couches sur un substrat de GaAs transparent au THz. L'utilisation d'un tel substrat permet :

- d'augmenter la robustesse mécanique en vue de l'intégration : le substrat introduit une épaisseur de 545 μm à la structure par rapport aux 5 μm d'InAs,
- d'augmenter le flux thermique de la couche active en favorisant l'échange thermique par conduction avec le GaAs,
- d'augmenter la profondeur de modulation au niveau des résonances introduites par un effet Fabry-Perot dans le substrat,
- d'augmenter la bande passante de modulation : le désaccord de maille qui existe entre le GaAs et l'InAs introduit des défauts dans l'InAs lors de l'épitaxie et ces derniers réduisent le temps de vie des porteurs dans la couche.

Nous avons alors présenté l'intégration du composant dans des guides d'ondes THz WR1.0 ainsi que ses performances sous fonctionnement nominal ($P_{\text{opt}} = 28$ dBm, $w_{\text{opt}} = 250$ μm et $n_0 = 0,6 \times 10^{16}$ cm^{-3}) :

- une profondeur de modulation pouvant atteindre 14–16 dB

- une bande passante de 14 MHz
- des pertes d'insertion de 10 dB au maximum

Nous avons finalement présenté des exemples d'études permettant d'optimiser chacune des caractéristiques liées aux performances, telles que la compensation de dopage, l'augmentation de la bande passante via la réduction du temps de vie par le dopage ou encore l'amélioration du filtrage de la profondeur de modulation en fonction de la fréquence THz par un traitement anti-reflets (présenté en annexe D).

Enfin, nous avons vu que l'optimisation de chacune de ces caractéristiques se fait au détriment d'une autre. En effet, les pertes d'insertion, la profondeur de modulation et la bande passante sont toutes liées aux densités de porteurs ou au temps de vie. Ces deux paramètres étant eux aussi interdépendants, on observe alors un équilibre tel qu'on le trouve dans les modulateurs électroniques classiques : le produit gain \times bande passante = constante. Ce phénomène implique par exemple qu'une recherche de l'augmentation de la bande passante se fera toujours au détriment de la profondeur de modulation et inversement.

Chapitre 6

Conclusion générale

Les travaux présentés dans ce manuscrit sont le fruit d'un travail orchestré par trois équipes de recherches ayant un but commun : développer un modulateur THz capable de manipuler les ondes THz de façon efficace afin de lever des verrous technologiques dans le THz et d'en faire émerger de nouvelles applications. Ces travaux ont été initiés lors d'une précédente thèse, qui a alors prouvé qu'une simple membrane d'InAs était un candidat intéressant pour concevoir un modulateur commandé optiquement et se comportant comme un interrupteur diélectrique/métal. Ce type de modulateur peut atteindre des bandes passantes de modulation de l'ordre du MHz ainsi que des profondeurs de modulation de 99 % en transmission. Cependant, les membranes d'InAs faisaient de ce modulateur un composant très fragile mécaniquement et ne permettaient donc pas l'intégration du composant. L'objectif de ces travaux de thèse était donc d'arriver à trouver des solutions permettant l'intégration de ce modulateur, afin d'en faire un composant quasi-commercial opérant à 1 THz. A cette fréquence, les longueurs d'ondes THz de l'ordre de la centaine de micromètres sont intéressantes pour toutes les applications d'imagerie nécessitant de bonnes résolutions spatiales.

Afin d'atteindre l'objectif fixé sur l'intégration, nous avons choisi d'utiliser des couches d'InAs épitaxiées sur un substrat de GaAs transparent au THz. Ce substrat permet ainsi d'amener une excellente tenue mécanique à la couche d'InAs sans apporter de pertes vis-à-vis du THz, nous avons cependant montré qu'il apporte un filtrage spectral délétère sous forme d'interférences de type Fabry-Perot. Cette robustesse mécanique de la structure InAs/GaAs nous a permis de glisser cette dernière entre deux guides d'ondes THz aux normes W.R.1.0 dans le but d'intégrer le composant et de le pomper optiquement avec de fortes intensités.

Nous avons ensuite présenté l'étude des propriétés électromagnétiques de l'InAs vis-à-vis du THz. L'étude de la permittivité montre que les charges libres de l'InAs jouent un rôle fondamental dans la réponse du matériaux aux fréquences THz. L'effet des charges

libres sur le THz est le suivant : lorsque la densité de charges libres augmente, l'InAs se comporte comme un métal à pertes ; la réflexion de l'onde THz incidente augmente et la part de l'onde transmise est ensuite absorbée par les porteurs libres.

Nous avons donc montré que la densité d'électrons libres naturellement présente dans l'InAs (aussi appelée densité résiduelle ou dopage résiduel) conditionne l'état "diélectrique" (ou "non pompé") du modulateur. Cette densité doit être la plus faible possible afin que l'InAs soit perçu par le THz comme un diélectrique et que les pertes d'insertions soient les plus faibles possible. L'échantillon #1 présentant les meilleures pertes d'insertion (entre -4 et -10 dB) possède une densité de charge résiduelle de $n_0 = 0,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Cette densité résiduelle apparaît de façon incontrôlée et provient des conditions de croissance par épitaxie de la couche d'InAs et du désaccord de maille avec le substrat de GaAs. Pour l'InAs épitaxié dans ces conditions, le dopage est résiduel de type N et les charges libres qui ont un effet majeur sur le THz sont donc des électrons. Nous avons cependant présenté une méthode capable de réduire cette valeur de densité résiduelle : la compensation avec un dopage de type P. Cette technique a alors permis de gagner environ 15 % de transmission "non pompé", améliorant ainsi les pertes d'insertion.

Une fois l'état "non pompé" optimisé, nous avons ensuite étudié l'état "pompé" du modulateur. Cet état correspond à un régime de fonctionnement dans lequel l'InAs possède un comportement "métallique". Nous avons montré que pour obtenir ce comportement, il faut augmenter la densité de charges libres présentes dans la couche d'InAs et la solution mise en œuvre repose sur le pompage optique. En effet, nous avons montré qu'un flux de photon incident sur l'InAs pouvait être converti en une densité de charges libres en excès δn dans la couche. Cette densité peut atteindre des valeurs de l'ordre de $2,4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Le pompage optique a donc porté la densité de porteurs libres de l'InAs de $n_0 = 0,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ à $n_0 + \delta n = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$: sous de telles conditions, la transmission du THz diminue drastiquement car les porteurs libres écrantent et absorbent le THz. Nous avons en effet montré que la profondeur de modulation, qui correspond à l'écart en transmission entre l'état "non pompé" et l'état "pompé" est de minimum 8 dB (à l'anti-résonance) et jusqu'à 16 dB (à la résonance). Ce qui équivaut à une diminution de 97 % de la transmission lorsque l'InAs est pompé. Nous avons donc montré que la profondeur de modulation est d'autant plus forte que la transmission "non pompée" est grande (soit que les pertes d'insertion sont minimales) et que la transmission "pompée" est faible : il faut donc travailler avec un matériau avec un dopage résiduel n_0 le plus faible possible et y générer optiquement la plus grande densité de porteurs en excès δn possible. Nous avons enfin présenté l'intégration du pompage optique dans le composant. Celle-ci comprend l'usinage d'une réservation pour l'optique dans le guide THz et l'optimisation des conditions de pompage (via les études sur la position de la fibre, la taille du faisceau, la polarisation, etc.).

Nous avons également étudié la dynamique permettant de basculer entre ces deux états : en modulant la puissance de pompe dans le temps, on module la densité de charges libres de l'InAs et donc la transmission THz. Cette dynamique qui permet de commuter entre les deux états de la modulation est limitée par le temps de vie effectif des porteurs en excès τ_{eff} . Nous avons alors montré que l'étude de la bande passante de modulation permet de remonter au temps de vie effectif des porteurs en excès. Par exemple, l'échantillon #1 possède une bande passante de modulation de l'ordre de 13 MHz et le temps de vie associé est donc de 11,5 ns. La bande passante de modulation étant directement liée au temps de vie des porteurs dans la couche, si on arrive à diminuer le temps de vie, on peut augmenter la bande passante de modulation. C'est par exemple ce que nous avons présenté avec le passage d'une couche d'InAs intrinsèque (épitaxié en accord de maille sur InAs) utilisée dans les travaux précédents, à une couche d'InAs relaxée (qui présente des dislocations) sur GaAs. La différence en terme de densités d'impuretés présentes dans ces matériaux, font que l'on passe respectivement de fréquences de modulation maximale de 6 MHz à 13 MHz. Nous avons aussi montré que l'on peut réduire le temps de vie par le biais d'une compensation de dopage. Cette compensation semble être un très bon atout pour diminuer la densité résiduelle et augmenter la bande passante.

Enfin, en étudiant en détail les paramètres importants pour la modulation tels que la densité de charges libres et le temps de vie de ces charges, nous avons pu mettre au point une méthode expérimentale capable de mesurer ces grandeurs de façon quasi-simultanée, à partir de simples mesures de transmission THz et de bandes passantes de modulation. Ces paramètres sont essentiels pour la caractérisation des matériaux semi-conducteurs et de telles mesures sont très rares dans le cas de l'InAs. La méthode développée a ainsi permis de mesurer des niveaux de dopages aussi faibles que $0,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et des temps de vie aussi courts que 8 ns avec une erreur de l'ordre de 7 % sur chacune de ces mesures, le tout de façon sans contact, non-invasive, non-destructrice et à température ambiante.

Nous avons ainsi présenté les briques de bases permettant la réalisation d'un modulateur THz intégré tout semi-conducteur, contrôlé par voie optique et réalisé un premier prototype intégré de laboratoire. Ce type de modulateur est finalement très simple de concept et de conception : un matériau massif optiquement pompé suffit à présenter des propriétés électromagnétiques intéressantes dans le THz. Nous pouvons aussi généraliser ce type de modulateur à d'autres matériaux et d'autres types de pompes optiques, afin d'adresser des gammes de fréquences THz différentes. Enfin, le modulateur "plug & play" présenté ici possède des performances lui permettant d'être utilisé comme atténuateur variable, ou comme modulateur pour les systèmes qui nécessitent l'utilisation d'une détection synchrone notamment en imagerie et/ou spectroscopie, pour des applications en environnement spatial, médical ou de sécurité.

Chapitre 7

Perspectives

Nous venons de présenter comment réaliser un modulateur d'amplitude THz commandé par l'optique grâce à l'emploi d'un matériau semi-conducteur adapté, l'InAs. Le choix de ce matériau est en effet primordial car on doit pouvoir faire un compromis entre générer le plus grand nombre de porteurs libres, δn , pour augmenter la profondeur de modulation, et réduire le temps de vie ces porteurs, τ_{eff} , afin d'augmenter la bande passante de modulation.

On souhaite ici discuter de quelques éléments qui permettraient d'augmenter les performances du modulateur, à commencer par la bande passante, car celle-ci est par exemple liée de très près à des applications THz leviers telles que les télécommunications. Pour illustrer la tendance qui permet d'augmenter la bande passante, nous regroupons dans le tableau 7.1 tous les différents échantillons d'InAs utilisés pour l'étude de ce modulateur.

TABLEAU 7.1 – Tableau récapitulatif des performances des différents modulateurs

Échantillon	BW	M	Spécificités
InAs/InAs	6 MHz	20 dB	intrinsèque (5 μm)
InAs/GaAs	13 MHz	14 dB	résiduel (5 μm)
InAs/GaAs	40 MHz	6 dB	compensé (1 μm)

Nous sommes en effet parti d'une membrane intrinsèque d'InAs, épitaxiée sur un substrat d'InAs (qui est retiré par la suite), cette membrane de très bonne qualité cristalline et presque intrinsèque possède un temps de vie des porteurs long (de l'ordre de la centaine de ns), qui permet une bande passante de l'ordre de 6 MHz. Lorsque l'on épitaxie cette même couche sur un substrat de GaAs, on peut augmenter la bande passante jusqu'à 13 MHz en réduisant le temps de vie des porteurs par l'intermédiaire de défauts cristallins induits par le désaccord de maille avec le substrat. Enfin, nous avons également étudié des couche d'InAs compensées (le dopage résiduel non-contrôlé de type N est compensé

par un dopage contrôlé de type P lors de l'épitaxie), ces couches présentent de nombreuses impuretés cristallines sous formes d'atomes dopants qui ont tendance à diminuer le temps de vie, ce qui permet une augmentation de la bande passante jusqu'à 40 MHz. Afin d'augmenter la bande passante on peut soit choisir le substrat adapté, soit ajuster la compensation du dopage. Cette dernière approche semble être la plus prometteuse car elle permet de réduire le temps de vie de manière contrôlée. Nous envisageons en perspective d'étudier des couches d'InAs épitaxiées sur un substrat présentant un désaccord de maille avec l'InAs plus grand : le Si. Ce désaccord de maille apporterait un dopage résiduel plus grand que pour des échantillons crûs sur GaAs. La compensation du dopage de ces couches permettra d'augmenter d'autant plus la bande passante.

Cependant, il est important de noter que l'augmentation de la bande passante pour les matériaux présentés dans le tableau 7.1 s'accompagne d'une diminution de la profondeur de modulation. En effet, le modulateur présenté ici, comme tout système physique stable, opère sous un régime à l'équilibre thermodynamique ; le taux de génération des porteurs (responsable de la profondeur de modulation) est égal au taux de recombinaison des porteurs (responsable de la bande passante de modulation) et une modification de l'un de ces deux termes se répercutera toujours sur l'autre : une augmentation de la bande passante se fait toujours au détriment de la profondeur de modulation. Nous avons ainsi montré dans le chapitre 5 que de façon similaire aux modulateurs électroniques classiques on observe ici aussi le produit gain \times bande = constante sous la forme :

$$M \times BW \propto G_{\text{opt}} \quad (7.1)$$

Ainsi, sous des conditions de pompage identiques (tel est le cas pour les performances présentées dans le tableau 7.1) on observe une diminution de la profondeur de modulation lorsque la bande passante augmente. Une solution pour augmenter la bande passante, tout en gardant une grande profondeur de modulation consiste à augmenter la constante G_{opt} du système. Cette constante est liée au nombre de charges en excès pouvant être générées par l'optique dans le modulateur. Nous avons présenté dans la section 5.2 que pour augmenter ce terme on pouvait réduire les tailles des faisceaux THz et optique afin d'augmenter les densités de puissance de pompe tout en gardant un bon recouvrement entre ces faisceaux. Nous travaillons donc aujourd'hui dans des guides d'onde et les dimensions minimales critiques sont presque atteintes. Pour aller plus loin on pourrait donc imaginer intégrer le THz et l'optique sur un circuit photonique intégré, ou chacune de ces ondes électromagnétiques pourraient être guidées dans des guides d'ondes à fente ou des guides nano/micro-métriques.¹⁰⁰ Cependant il existe une autre solution permettant d'augmenter ce taux de génération sans changer les dimensions des faisceaux : augmenter le flux de photon incident (puisque chaque photon est transformé en porteur en excès). Pour aug-

menter ce flux de photon on peut donc augmenter la longueur d'onde de pompe λ_{IR} . La plus grande longueur d'onde de pompe que l'on puisse utiliser est limitée par la bande interdite de l'InAs : $\lambda_{IR} = 3,5 \mu\text{m}$. Par rapport à un pompage à 1064 nm cela reviendrait à augmenter le flux d'un facteur 3,5 environ et à puissance constante on pourrait ainsi augmenter la constante du système par 3,5 (on peut aussi ne pas chercher à améliorer G_{opt} et à réduire la consommation de puissance du système car pour des performances équivalentes, l'augmentation de la densité de flux de photon d'un facteur 3,5 permet une réduction de la puissance optique nécessaire de l'ordre de même facteur). Nous envisageons alors d'utiliser des sources laser à 3,5 μm fabriquées par l'équipe nanoMIR⁴ pour le pompage optique du modulateur ; ces types de sources sont des lasers ICL (Interband Cascade Laser) épitaxiées sur Si qui émettent une radiation autour de 3 μm à une puissance de 50–100 mW à température ambiante. L'intérêt majeur ici est la possibilité d'intégrer le modulateur THz et la pompe optique sur la même structure (sur substrat Si), afin que les conditions de pompage soit optimales, mais il faudra alors entièrement repenser le design du modulateur.

Nous venons de discuter du fait que pour augmenter le taux de génération G_{opt} on peut augmenter la longueur d'onde de la pompe optique. Il existe néanmoins un intérêt à travailler à plus courte longueur d'onde, notamment parce que tel qu'on peut le voir en Fig. 7.1 (a), le coefficient d'absorption $\alpha_{IR} = \frac{4\pi}{\lambda} \kappa_{IR}$ du matériau augmente.¹³⁰ Il est alors important de rappeler que le taux de génération optique est directement proportionnel à ce coefficient (cf. équation 4.4). Par conséquent, une augmentation de α_{IR} , lorsque la longueur d'onde diminue, peut compenser la diminution du flux de photon. Si bien que pour $\lambda = 520 \text{ nm}$ on observe un taux de génération théorique 30 fois plus grand que pour $\lambda = 1064 \text{ nm}$, tel qu'illustré en Fig. 7.1 (b). Nous noterons qu'à cette longueur d'onde visible, l'absorption des photons est associée à une transition électronique en vallée L,¹⁶⁸ les porteurs générés dans cette bande n'auront donc pas les mêmes masses effectives et temps de vie que pour un pompage à 1064 nm.

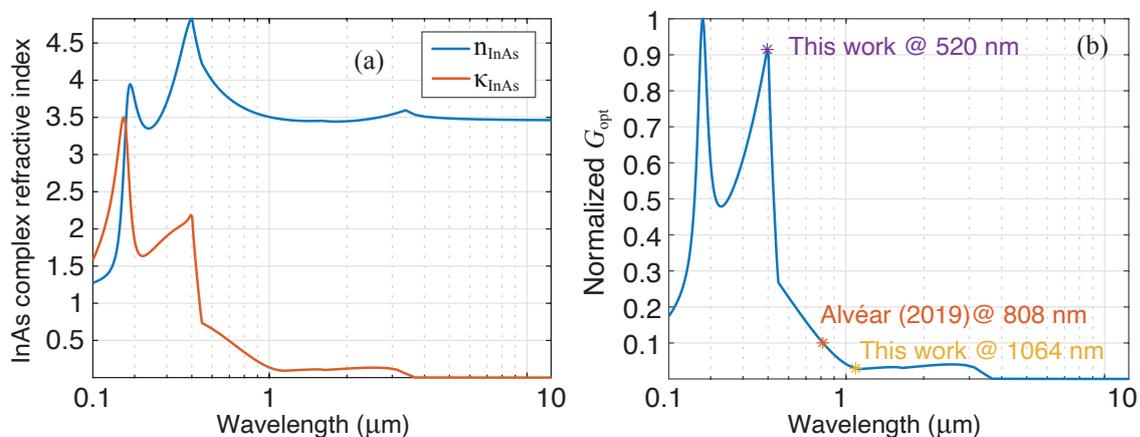


FIGURE 7.1 – (a) Parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction de l'InAs et (b) G_{opt} normalisé, calculé en fonction de κ_{InAs} , en fonction de la longueur d'onde.

Par conséquent, nous avons tenté de moduler l'onde THz avec une pompe optique opérant à $\lambda = 520$ nm : une profondeur de modulation de 1 dB a été observée avec un laser Thorlabs PL520 d'une puissance de 50 mW. Cette modulation a été obtenue dans une configuration en espace libre ; l'InAs est placé entre les lentilles téflon et nous focalisons le faisceau de pompe sur l'échantillon. A titre de comparaison, la configuration intégrée à 1064 nm offre une profondeur de modulation de 2 dB. Cela suggère donc des perspectives encourageantes pour l'exploitation de longueurs d'onde plus courtes pour la photo-génération de porteurs.

Parmi d'autres perspectives clés, on trouve l'optimisation de la profondeur de modulation dans toute la gamme de fréquences THz de travail. Pour se faire, on se propose d'aplanir la courbe de profondeur de modulation présentée en Fig. 5.18 avec un traitement anti-reflet afin de supprimer les effets de résonances de la structure. Des premiers travaux sont présentés en annexe D mais nous pouvons également envisager des solutions gravées comme les structures Motheye¹⁶⁹ par exemple.

Enfin, le type de modulateur présenté ici repose sur l'utilisation de l'InAs comme matériau actif pour la modulation. Nous avons ainsi montré que c'est la densité de charges libres présente dans ce matériau qui gouverne les propriétés THz de la matière. Spectralement, c'est donc cette densité qui impose le régime de fonctionnement THz. Si par exemple, nous avons travaillé avec de l'InAs plus fortement dopé, la fréquence plasma (qui dépend de cette densité de charges libres) aurait été à plus haute fréquence dans le THz, et la modulation de cette densité par le pompage optique n'aurait pu être possible qu'à des fréquences THz plus élevées. Ce que nous voulons mettre en évidence ici, c'est que la densité de charges libres d'un matériau est aujourd'hui un paramètre relativement bien maîtrisé. Le dopage et la compensation permettent de contrôler la densité de charge. En fonction des performances visées, il est possible de choisir l'un des nombreux autres semi-conducteurs qui présentent alors des densités de charges libres et des propriétés électroniques (et optiques) bien différentes. Ainsi, le bon choix de matériau, couplé à une manipulation de la densité de charge permettrait en théorie d'étendre le principe de modulation présenté ici à une plus vaste gamme de fréquences THz. Pour mettre en évidence cette notion, nous présentons dans le tableau 7.2 différents semi-conducteurs et leurs fréquences plasma écrantées (liées aux électrons et calculées d'après l'équation (3.2) pour des matériaux intrinsèques, soit $n_0 = n_i$). Cette fréquence plasma est donc le paramètre pivot entre le comportement diélectrique et le comportement métallique sur lequel est fondé le modulateur.

On remarque par exemple que l'InAs intrinsèque est métallique jusqu'à 500 GHz. En fonction du pompage et de la densité de charges libres en excès que nous pouvons générer dans le matériau on peut augmenter cette fréquence plasma plus haut dans le THz

TABLEAU 7.2 – Tableau des fréquences plasma de différents matériaux

Materials	n_0 (cm ⁻³)	\bar{f}_{pn}
InSb	2×10^{16}	2,4 THz
InAs	1×10^{15}	500 GHz
GaSb	1.5×10^{12}	14 GHz
Si	1×10^{10}	290 MHz
GaAs	2×10^6	14 MHz

de façon active. Par exemple, pour l'échantillon #1 et sous des conditions nominales de pompe à 28 dBm, cette fréquence plasma écrantée se déplace jusqu'à 2,7 THz. La plage de fonctionnement de ce modulateur peut donc être comprise entre 0,5 et 2,7 THz environ et dépend de la densité de charge sans pompage et de la densité de charge maximale sous pompage optique. Les autres matériaux présentés dans ce tableau possèdent des fréquences plasma écrantées qui vont du MHz au THz. On peut donc imaginer utiliser ces matériaux comme couche active afin d'adresser d'autres gammes de fréquences du THz. Par exemple, le silicium a été utilisé pour opérer à des fréquences autour de 300 GHz¹⁰² et le GaAs a été utilisé pour opérer de 0,5 à 1,7 THz.¹⁰⁴ Ces semi-conducteurs peuvent en effet tous être optiquement pompés et seule leur bande interdite limitera la gamme de longueur d'ondes utilisée pour le pompage optique.

Annexes

Annexe A

Méthode numérique des différences finies pour le calcul de $\delta n(z)$

Nous rappelons tout d'abord l'équation du transport qui décrit le comportement spatio-temporel des charges photo-générées δn :

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = G_{\text{opt}}(z) - \frac{\delta n}{\tau_{\text{eff}}} + D_a \frac{\partial^2 \delta n}{\partial z^2} \quad (\text{A.1})$$

Nous avons présenté dans la section 4.1.2 que nous pouvons simplifier cette équation en régime permanent temporel :

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial z^2} = \frac{\delta n}{L_D^2} - \frac{G_{\text{opt}}(z)}{D_a} \quad (\text{A.2})$$

où $L_D = \sqrt{D_a \times \tau_{\text{eff}}}$. Pour alléger l'écriture nous n'avons pas explicité la dépendance spatiale en z de $\delta n(z)$ mais c'est bien ce que l'on cherchera à résoudre ici : nous mettons en place une méthode numérique permettant de calculer le profil de la densité δn ayant diffusée après avoir été émise par un terme source $G_{\text{opt}}(z)$.

Cette dernière équation (A.2) est une équation différentielle d'ordre 2 (faisant intervenir la dérivée seconde de la fonction $\delta n(z)$ à résoudre) et on se propose alors de rappeler brièvement les outils mathématiques permettant de manipuler ce type d'équation. Soit une fonction quelconque $u(z)$, dont la dérivée première est définie telle que :

$$\frac{\partial u(z)}{\partial z} = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{u(z + \Delta z) - u(z)}{\Delta z} \quad (\text{A.3})$$

Lorsque Δz est très petit, on peut faire un développement limité au voisinage d'un z quelconque suivant le théorème de Taylor-Young suivant :

$$u(z + \Delta z) = u(z) + \Delta z \frac{\partial u(z)}{\partial z} + \frac{\Delta z^2}{2} \frac{\partial^2 u(z)}{\partial z^2} + \frac{\Delta z^3}{6} \frac{\partial^3 u(z)}{\partial z^3} + \dots + \frac{\Delta z^n}{n!} \frac{\partial^n u(z)}{\partial z^n} \quad (\text{A.4})$$

La transposition numérique de ce type d'équation peut s'écrire sous la forme discrétisée suivante :

$$u_{i+1} = u_i + \Delta z \left(\frac{\partial u(z)}{\partial z} \right)_i + \frac{\Delta z^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u(z)}{\partial z^2} \right)_i + O(\Delta z^3) \quad (\text{A.5})$$

où $O(\Delta z^3)$ représente l'erreur de troncature à l'ordre 3 : pour des raisons de limite en terme de mémoire, nous n'utilisons que les deux premiers degrés de la dérivée, ce qui reste une très bonne approximation si le pas numérique spatiale Δz est très petit. Cette dernière équation discrétisée est écrite selon une notation dite "avant" car on fait intervenir le terme u_{i+1} situé en avant de u_i et de façon similaire on peut alors écrire cette équation en notation arrière, soit en faisant intervenir le terme u_{i-1} situé en arrière du terme u_i :

$$u_{i-1} = u_i - \Delta z \left(\frac{\partial u(z)}{\partial z} \right)_i + \frac{\Delta z^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u(z)}{\partial z^2} \right)_i + O(\Delta z^3) \quad (\text{A.6})$$

Enfin, en ajoutant ces deux dernières équations l'une à l'autre on peut mettre en avant la dérivée seconde numérique telle que :

$$\left(\frac{\partial^2 u(z)}{\partial z^2} \right)_i = \frac{u_{i+1} - 2u_i + u_{i-1}}{\Delta z^2} + O(\Delta z^3) \quad (\text{A.7})$$

C'est cette notation dite "centrée" d'ordre 2 que nous utilisons pour discrétiser la dérivée seconde de l'équation A.2 :

$$\left(\frac{\partial^2 \delta n(z)}{\partial z^2} \right)_i = \frac{\delta n_i}{L_D^2} - \frac{G_{\text{opt},i}}{D_a} = \frac{\delta n_{i+1} - 2\delta n_i + \delta n_{i-1}}{\Delta z^2} \quad (\text{A.8})$$

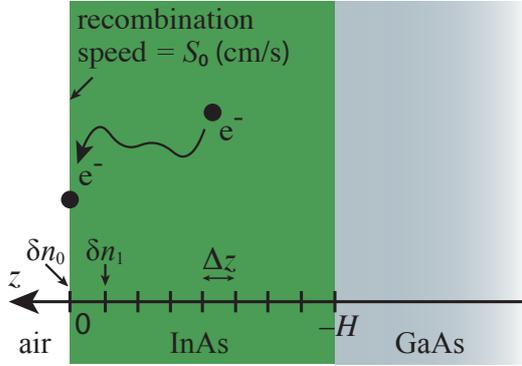
La forme numérique utilisée pour la méthode des différences finies est enfin :

$$\boxed{-\frac{G_{\text{opt},i}}{D_a} = \frac{1}{\Delta z^2} [\delta n_{i+1} + \delta n_{i-1} - (2 + \alpha)\delta n_i]} \quad (\text{A.9})$$

où $\alpha = \Delta z^2 / L_D^2$. Nous avons donc un schéma récursif permettant de calculer δn_i en tout point de l'espace discrétisé. Cependant, ce schéma récursif nécessite des conditions initiales pour être effectué et ici ces conditions sont établies aux niveaux des interfaces qui délimitent la couche, on les appelle alors "conditions aux limites". Ces conditions aux limites sur la densité de charge sont gouvernées par les recombinaison de surface : nous savons que les densités de charges en excès δn ne sont générées que dans la couche d'InAs, ainsi, en dehors de cette couche la densité de charge doit être nulle et ce sont les mécanismes de recombinaison qui assurent cette disparition des porteurs de part et

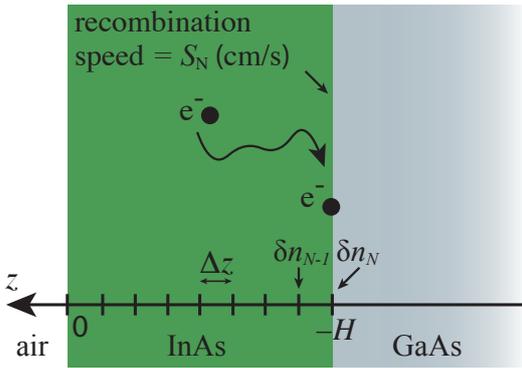
d'autre de la couche. Ces conditions aux limites sont illustrées ci-dessous et représentent les continuités des flux de particules aux niveau des interfaces.

En $z = 0$ (à la surface de l'InAs) :



$$\Rightarrow D_a \left(\frac{\partial \delta n}{\partial z} \right)_{i=0} = \delta n_0 \times S_0$$

En $z = -H$ (à l'interface avec le GaAs) :



$$\Rightarrow -D_a \left(\frac{\partial \delta n}{\partial z} \right)_{i=N} = \delta n_N \times S_N$$

où S_0 et S_N sont les vitesses de recombinaison de surface (en cm/s) et sont considérées comme égales et δn_0 et δn_N sont les valeurs numériques des densités aux niveaux de ces surfaces. Pour calculer la première valeur δn_0 on remarquera que le flux (exprimé en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) est orienté selon l'axe z alors que le flux utilisé pour calculer δn_N est orienté dans le sens inverse à l'axe z , ce qui explique la présence du signe "-". Ces conditions aux limites font intervenir la dérivée de δn et sont ainsi appelées "conditions de Neumann". On discrétise ensuite cette dérivée première avec la notation "avant" pour $z = 0$:

$$D_a \frac{\delta n_1 - \delta n_0}{\Delta z} = \delta n_0 S_0 \Rightarrow \frac{1}{\Delta z^2} [-(1 + \beta_0) \delta n_0 + \delta n_1] = 0 \quad (\text{A.10})$$

et avec la notation "arrière" pour $z = 0$:

$$-D_a \frac{\delta n_N - \delta n_{N-1}}{\Delta z} = \delta n_N S_0 \Rightarrow \frac{1}{\Delta z^2} [\delta n_{N-1} - (1 + \beta_N) \delta n_N] = 0 \quad (\text{A.11})$$

avec $\beta_0 = S_0 \Delta z / D_a$ et $\beta_N = S_N \Delta z / D_a$. Il est important de noter que nous avons mul-

multiplié par $1/\Delta z^2$ chacune de ces équations (A.10) et (A.11) afin de les rendre homogènes avec l'équation (A.9). Enfin, à partir de ces 3 équations récursives nous pouvons écrire la forme matricielle suivante :

$$\frac{1}{\Delta z^2} \begin{bmatrix} -(1 + \beta_0) & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & -(2 + \alpha) & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -(2 + \alpha) & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -(1 + \beta_N) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta n_0 \\ \delta n_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \delta n_{N-1} \\ \delta n_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{G_{\text{opt},1}}{D_a} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ -\frac{G_{\text{opt},N-1}}{D_a} \\ 0 \end{bmatrix}$$

On obtient donc un produit matriciel tel que :

$$\frac{1}{\Delta z^2} \times \vec{M} \times \vec{\delta n} = \vec{f}_i \quad (\text{A.12})$$

où \vec{M} est une matrice tri-diagonale, $\vec{\delta n}$ est le vecteur contenant toutes les valeurs de δn en tout point de l'espace discrétisé sur z et \vec{f}_i est le vecteur contenant les termes "sources" (proportionnels à G_{opt}) qui génèrent les porteurs en tout point de l'espace (ici réduit à la dimension z).

Nous avons mis au point cette méthode des différences finies dans le but de connaître le profil de répartition de la densité : nous souhaitons donc connaître toutes les composantes du vecteur $\vec{\delta n}$. Dans le produit matriciel précédent, ce vecteur est la seule inconnue car les termes α et β de la matrice \vec{M} sont définis par des paramètres numériques connus, tels que la discrétisation spatiale (ici prise pour $H/1000$, avec H l'épaisseur de la couche), les constantes de diffusion des charges libres D_a , L_D et les valeurs de recombinaisons de surface $S_0 = S_N = 10^3$ cm/s (valeurs typiques de l'InAs et étudiées en annexe E). Le vecteur \vec{f}_i contient lui aussi des valeurs numériques connues puisqu'il dépend du profil du taux de génération optique G_{opt} que nous avons calculé avec la méthode en annexe ?? et présenté en section 4.1.1. Pour résoudre $\vec{\delta n}$ il suffit donc de résoudre avec MATLAB :

$$\boxed{\vec{\delta n} = \vec{M}^{-1} \Delta z^2 \vec{f}_i} \quad (\text{A.13})$$

Annexe B

Étude de la transmission Fabry-Perot des échantillons InAs/GaAs

Nous cherchons ici à modéliser et étudier les effets liés au dépôt d'une couche d'InAs d'épaisseur sub-longueur sur un substrat de GaAs se comportant comme une cavité Fabry-Perot THz. Cette structure présentée en Fig. B.1 correspond aux échantillons expérimentaux que nous étudions pour la réalisation du modulateur THz commandé par l'optique. L'objectif ici est de comprendre la transmission THz de la structure pompée optiquement. Pour se faire on utilise ici un modèle basé les points suivants :

- l'indice de réfraction THz complexe de l'InAs est variable et dépend de la densité de porteurs libres créée par le pompage optique (cf. section 4.3.3). L'indice du GaAs insensible au pompage est purement réel et non-dispersif dans la gamme THz (cf. section 3.2.3).
- Il n'existe aucun effet d'interférence dans l'InAs puisque son épaisseur H est sub-longueur d'onde, le substrat de GaAs se comporte lui comme une cavité Fabry-Perot THz.

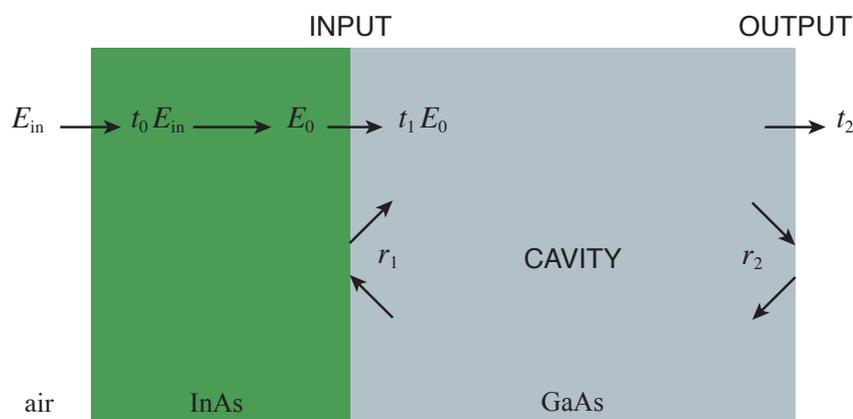


FIGURE B.1 – Représentation du modèle de la structure Fabry-Perot InAs/GaAs.

Nous représentons en Fig. B.2 les indices de réfraction de l'InAs pompé et non pompé ainsi que l'indice de réfraction du GaAs. Ce modèle revient à considérer une transmission de type Fabry-Perot classique dans le GaAs, dont l'une des faces est modifiée par une fine couche d'InAs qui change alors la transmission et la réflexion de cette interface.

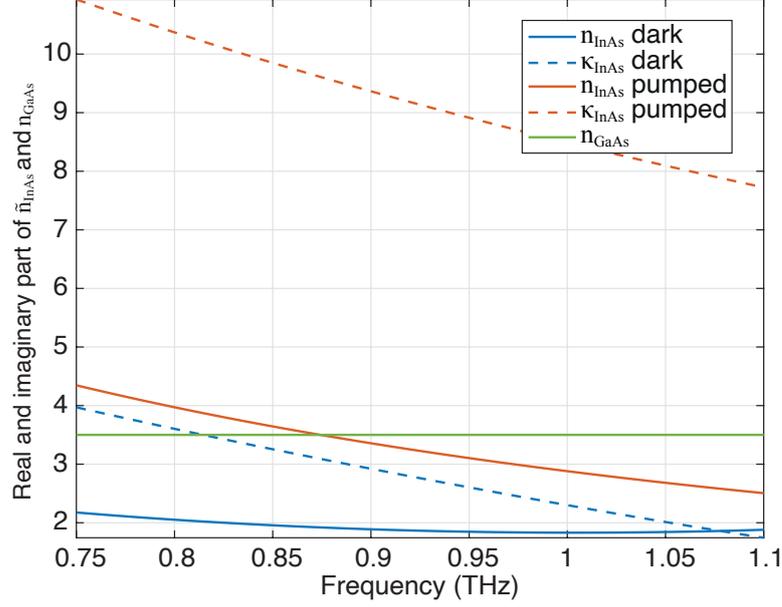


FIGURE B.2 – Parties réelles et imaginaires des indices de réfraction de l'InAs pompé et non pompé et du GaAs.

Afin d'étudier la transmission de cette structure, on se propose d'établir le modèle analytique suivant, basé sur les calculs classiques des interféromètres Fabry-Perot en incidence normale pour la structure présentée en Fig. B.1 :

$$t_{\text{FP}} = \underbrace{E_0 t_1 t_2}_{\text{terme de transmission}} \times \underbrace{\frac{1}{1 - r_1 r_2 \exp(i\varphi_{\text{AR}})}}_{\text{terme de résonance}} \quad (\text{B.1})$$

où φ_{AR} est la phase accumulée par l'onde THz pendant un aller-retour dans le GaAs, $E_0 = E_{\text{in}} t_0 \exp(-\alpha_{\text{THz}}^* H)$ est le champ électrique en entrée de cavité GaAs avec E_{in} l'amplitude du champ THz incident sur la structure InAs/GaAs ($E_{\text{in}} = 1$) et α_{THz}^* est le coefficient de pertes linéiques THz dans l'InAs. De plus, t_0 , t_1 et t_2 sont respectivement les coefficients de transmission THz à l'interface air/InAs, à l'interface InAs/GaAs puis à l'interface GaAs/air. De la même façon, r_1 et r_2 sont les coefficients de réflexion à l'intérieur de la cavité, soit aux interfaces GaAs/InAs et GaAs/air respectivement, ces interfaces sont dites "d'entrée" et de "sortie" de la cavité. Tous ces coefficients sont calculés à partir des équations de Fresnel en mode TE, à incidence normale, tels que :

$$r = \frac{\tilde{n}_a - \tilde{n}_b}{\tilde{n}_a + \tilde{n}_b} \quad \text{et} \quad t = \frac{2\tilde{n}_a}{\tilde{n}_a + \tilde{n}_b}$$

lorsque l'onde se propage du milieu a vers le milieu b dont les indices de réfraction (complexes) respectifs sont \tilde{n}_a et \tilde{n}_b . En fonction de l'interface considérée, nous utilisons les indices présentés en Fig. B.2 pour calculer les différents coefficients de Fresnel de la structure et nous pouvons ensuite calculer la transmission analytique de la structure $T_{\text{FP}} = |t_{\text{FP}}|^2$ d'après l'équation (B.1). Nous représentons cette transmission en Fig. B.3 pour une couche d'InAs pompée ou non, la structure InAs/GaAs simulée ici correspond à l'échantillon #1 présenté en section 3.1.2.

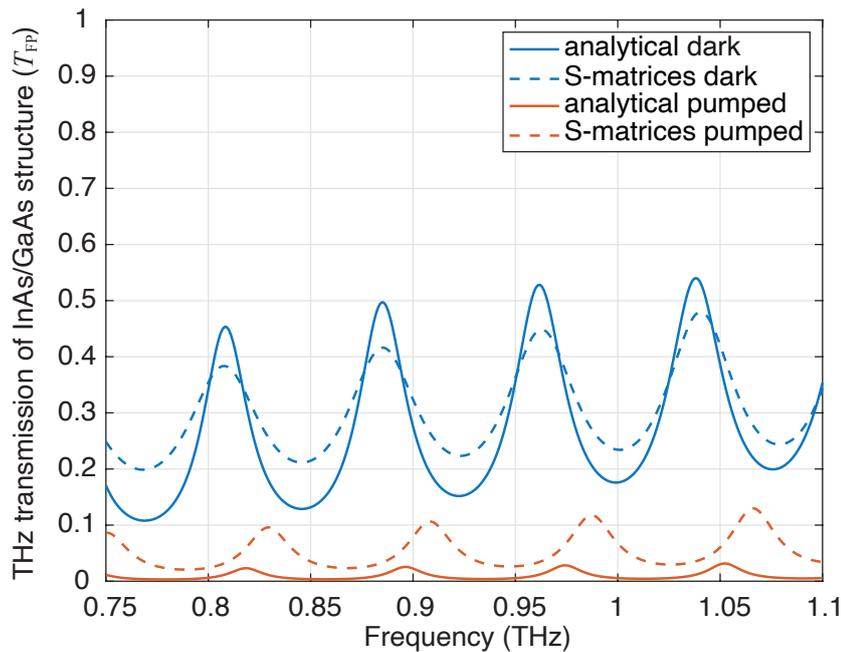


FIGURE B.3 – Transmissions théoriques de la structure InAs/GaAs pompée non pompée, calculées avec la méthode analytique et les matrices S.

Nous présentons également aux côtés de ces transmissions analytiques, les transmissions calculées avec le formalisme matrice S. Ce formalisme permet de calculer la propagation des ondes électromagnétiques dans la structure à partir des équations de Maxwell et simule donc de façon fiable la propagation des ondes THz dans la structure. Nous remarquons un bon accord entre le modèle analytique et le modèle numérique basé sur les matrices S. Nous pouvons donc expliquer la transmission de l'onde THz à partir de l'expression analytique (B.1) et étudier de façon plus qualitative l'évolution de cette transmission en jouant avec les termes de cette expression. Il est important de noter que nous observons sur cette Fig. B.3 les deux tendances suivantes :

- en amplitude : lorsque l'InAs est pompé, la transmission globale diminue.
- en fréquence : lorsque l'InAs est pompé, les fréquences de résonances de la cavité augmentent.

Ces tendances ont été présentées en section 3.1.2 dans la Fig. 3.5 entre plusieurs

échantillons. En effet, lorsque le dopage de chacune des couches d'InAs augmente, la densité de porteurs libre dans ces couches augmente et la transmission globale de chaque échantillon respectif diminue et les pics de transmissions sont décalés vers de plus grandes fréquences. Nous observons ces tendances ici mais au sein du même échantillon car nous augmentons la densité de porteurs libre dans l'InAs par le biais du pompage optique. Nous souhaitons maintenant expliquer ces tendances, pour ce faire nous étudions séparément le "terme de transmission" et le "terme de résonance" de l'équation (B.1).

En ce qui concerne le terme de résonance : nous montrons en Fig. B.4 (b) que ce terme devient plus fort en intensité lorsque l'InAs est pompé et les fréquences de résonances augmentent. Il est relativement simple d'expliquer l'évolution en amplitude de ce terme avec le dopage, car le seul paramètre de ce terme qui varie avec le pompage est le coefficient de réflexion r_1 de l'interface GaAs/InAs : nous avons présenté en section 3.1.2 que lorsque la densité de charges libres dans l'InAs augmente, la couche tend à se comporter comme un métal et la réflectivité de la couche augmente. Cette couche étant au niveau de l'interface d'entrée de la cavité de GaAs, nous pouvons montrer que le pompage augmente le coefficient de réflexion r_1 et donc la réflectivité de l'interface GaAs/InAs telle que représentée en Fig. B.4 (a). Cette évolution de r_1 avec le pompage augmente finalement la finesse de la cavité et les maximums d'intensité du terme de résonance tel qu'illustré en Fig. B.4 (b).

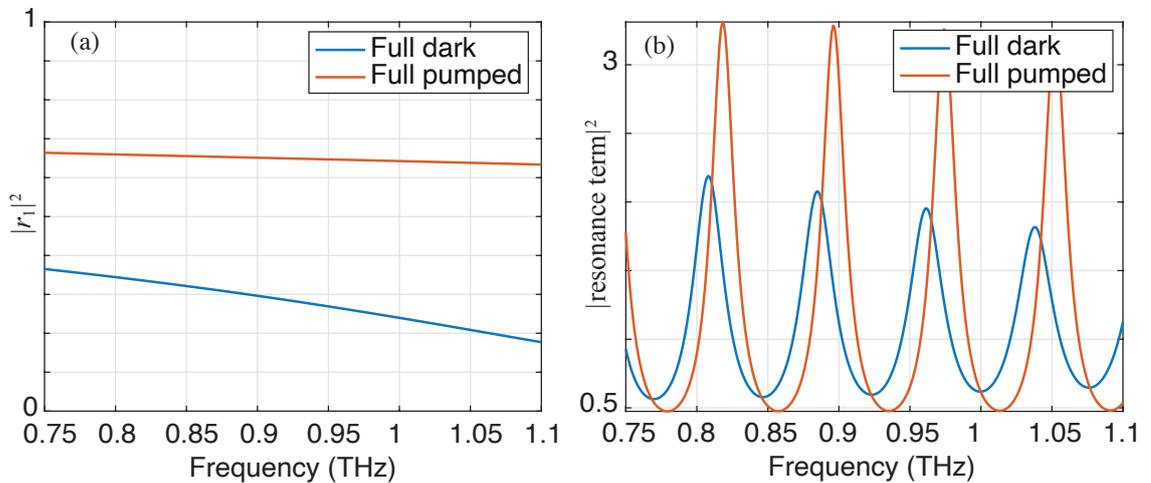


FIGURE B.4 – Évolution (a) du coefficient de réflexion de l'interface InAs/GaAs et (b) du terme de résonance de la cavité, avec le pompage optique.

De façon similaire, pour expliquer le décalage des fréquences de résonances avec le pompage optique nous devons étudier la phase du terme de résonance. Nous rappelons que les résonances Fabry-Perot sont permises si la phase du terme $r_1 r_2 \exp(i\varphi_{AR}) = N2\pi$ où N est un nombre entier. Nous représentons alors en Fig. B.5 (a) la phase globale de l'interféromètre associée à un aller-retour $\exp(i\varphi_{AR})$ ainsi que la phase du coefficient r_1 pompé ou non (il n'est pas nécessaire de représenter la phase du coefficient r_2 car celle-ci

est nulle puisque les indices du GaAs et de l'air sont purement réels). On remarque sur cette figure que la phase liée aux allers-retours dans la cavité évolue linéairement avec la fréquence (modulo 2π). On observe également que la phase du coefficient de réflexion r_1 évolue faiblement avec la fréquence, cependant elle évolue avec le pompage optique : on observe une variation de phase de l'ordre de $\pi/3,5$ rad entre l'InAs non pompé et pompé. Ensuite, afin de mettre en exergue l'effet de l'évolution de la phase du coefficient de réflexion avec le pompage, nous représentons en Fig. B.5 (b) la phase du terme $r_1 r_2 \exp(i\varphi_{AR})$ pour de l'InAs optiquement pompé ou non : nous remarquons bien que la fréquence pour laquelle cette phase s'annule correspond à une fréquence de résonance, que ce soit lorsque l'InAs est pompé ou non. Enfin, on remarque que cette phase est "décalée" vers des fréquences plus grandes lorsque l'InAs est pompé : l'augmentation de la phase du coefficient de réflexion r_1 translate les fréquences de résonances de la cavité vers de plus hautes fréquences tel que représenté en sur la Fig. B.5 (c).

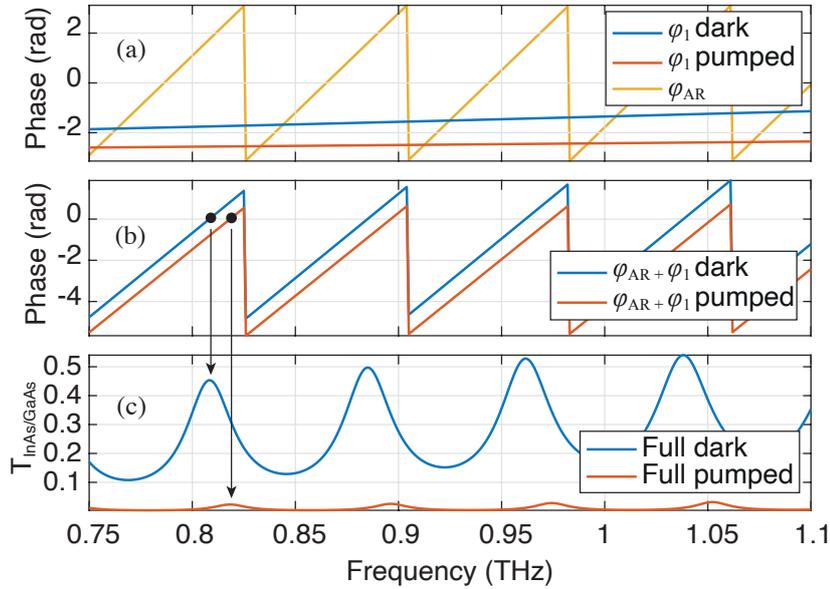


FIGURE B.5 – (a) Phase du coefficient de réflexion r_1 (pompé et non pompé) et phase aller-retour dans la cavité. (b) Superposition des phases présentées en (a) pompé et non pompé. (c) Transmission de la structure InAs/GaAs calculée avec la méthode analytique.

En ce qui concerne le terme de transmission : nous observons sur la Fig. B.3 une diminution de l'amplitude transmise lorsque l'InAs est pompé. Afin d'expliquer cette tendance nous développons le terme de transmission tel que :

$$E_0 t_1 t_2 = E_{in} t_0 \exp(-\alpha_{THz}^* \times H) t_1 t_2 \quad (B.2)$$

or nous rappelons que le coefficient de transmission t_2 entre le GaAs et l'air n'évolue pas avec le pompage optique. En effet, seuls les coefficients t_0 , t_1 et le terme lié à l'absorption $\exp(-\alpha_{THz}^* \times H)$ peuvent évoluer avec le pompage optique car ils dépendent de

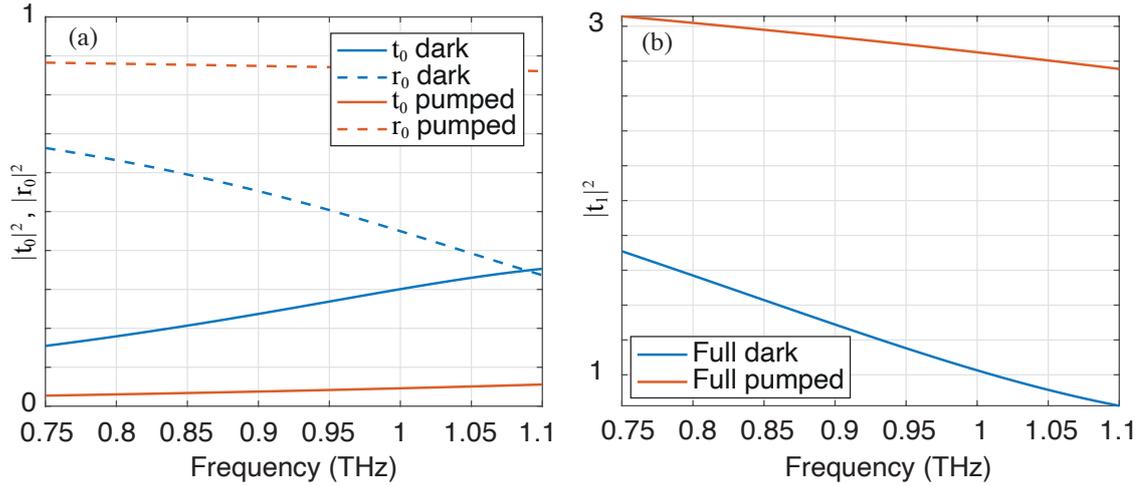


FIGURE B.6 – Évolution (a) des coefficients de réflexion et de transmission de l’interface air/InAs et (b) du coefficient de transmission de l’interface InAs/GaAs, avec le pompage.

l’indice de réfraction complexe de l’InAs. Nous représentons tout d’abord les modules des coefficients de transmission t_0 et t_1 en Fig. B.6 (a) et remarquons les tendances suivantes pour chacun de ces termes :

- pour le coefficient t_1 : lorsque l’InAs est pompé, on remarque sur la Fig. B.6 (b) que le module au carré de ce coefficient de transmission augmente.
- pour le coefficient t_0 : lorsque l’InAs est pompé, on observe une diminution du module de ce coefficient de transmission. Cette diminution de la transmission au niveau de l’interface air/InAs est liée à une augmentation de la réflectivité de l’InAs. En effet, tel que décrit en section 3.1.2, les charges libres créées par le pompage optique écrantent le champ THz incident et réfléchissent l’onde. Le coefficient de transmission de l’interface air/InAs est lié au coefficient de réflexion de cette même interface par la formule $|r_0|^2 + n_{\text{InAs}}|t_0|^2 = 1$, on observe bien sur la Fig. B.6 (a) que lorsque l’InAs est optiquement pompé, le module du coefficient de réflexion augmente et celui de la transmission diminue.

Ainsi, bien que le coefficient t_1 augmente et le coefficient t_0 diminue avec le pompage, nous observons en Fig. B.7 (a) que le produit de ces deux coefficients diminue avec le pompage optique : c’est donc la tendance liée à t_0 qui gouverne la transmission au travers de la structure. Cette tendance vient du fait que lorsque l’InAs est pompé, les charges libres générées augmentent fortement la partie imaginaire de l’indice de réfraction (cf. équations (3.6), (3.8) et Fig. B.2). Cette augmentation entraîne alors une désadaptation d’impédance au niveau de l’interface air/InAs et une diminution de la transmission au travers de la structure.

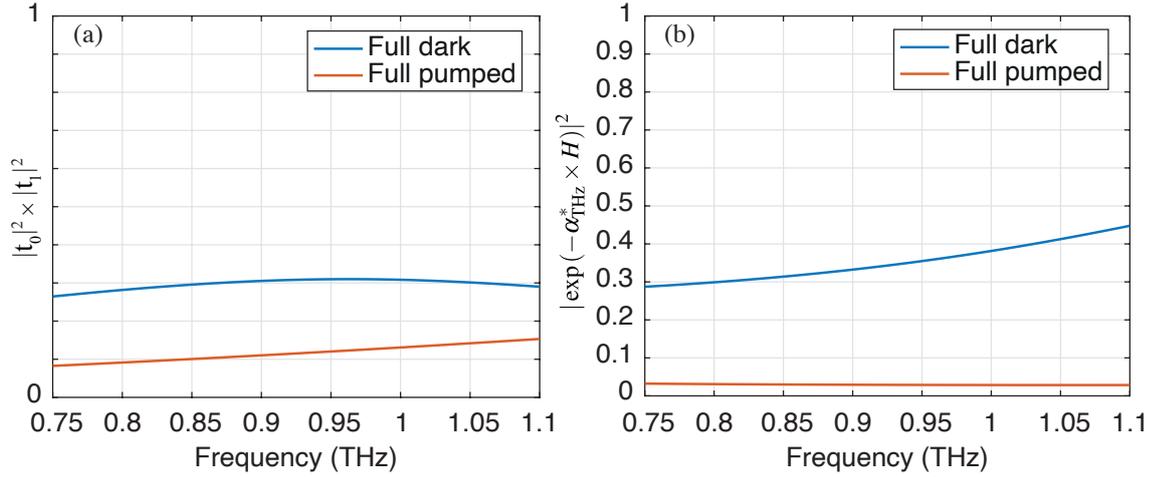


FIGURE B.7 – (a) Produit des coefficients de transmission aux interfaces de l’InAs et (b) terme lié à l’absorption dans l’InAs, en fonction du pompage optique.

On se propose maintenant d’étudier le terme $\exp(-\alpha_{\text{THz}}^* \times H)$ lié aux pertes α_{THz} de l’InAs. Nous rappelons que ce terme provient du fait que l’indice de réfraction de l’InAs possède une partie imaginaire κ_{InAs} non négligeable qui évolue avec la densité de charge présente dans le matériau (cf. section 3.1.2 et la Fig. 3.2). Ces pertes sont simplement appelées "pertes d’absorption par les charges libres" et correspondent à l’absorption du champ THz par les charges libres (électrons) présents dans la matière : les énergies de ces charges dans le matériau sont typiquement de l’ordre de la bande interdite de l’InAs (0,354 eV), ces particules peuvent donc très facilement absorber les énergies des ondes THz qui sont de l’ordre du meV, le processus d’absorption majoritaire étant sous forme de transitions intrabandes de conduction.²³ Nous rappelons enfin que le coefficient d’extinction κ_{InAs} est lié au coefficient de pertes linéiques α_{THz} par la relation :

$$\alpha_{\text{THz}}^* = \frac{2\pi}{\lambda_0} \kappa_{\text{InAs}} \quad (\text{B.3})$$

où λ_0 est la longueur d’onde THz dans le vide. Il est important de noter ici que contrairement à l’équation 3.10, un facteur 2 est manquant car les pertes étudiées ici sont en champ (et non en intensité telle que présentée pour la transmission). On montre alors en Fig. B.7 (b) que le terme d’absorption $\exp(-\alpha_{\text{THz}}^* \times H)$ diminue lorsque le pompage optique augmente, car les pertes par absorption par les porteurs libres augmentent dans l’InAs avec ce pompage.

Enfin, le terme de transmission de l’équation B.1 étant le produit de tous ces termes étudiés, nous pouvons le représenter en Fig. B.8 (a), aux côtés du terme lié aux résonances, en Fig. B.8 (b) et nous observons bien une diminution de ce terme avec le pompage optique pour les raisons que nous venons de citer.

L’équation B.1 est finalement le produit des deux termes présentés en Fig. B.8 (a) et

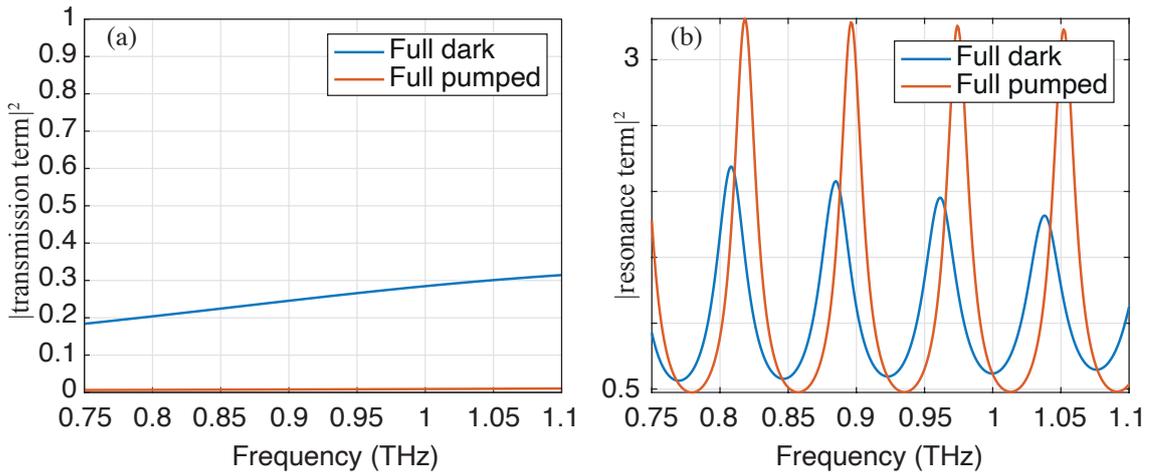


FIGURE B.8 – (a) Terme de transmission et (b) terme de résonance de l'équation (B), en fonction du pompage optique.

(b). En multipliant ces deux termes nous obtenons la Fig. B.9, strictement similaire à la Fig. B.3 (a), sur laquelle on peut maintenant mettre en avant les tendances suivantes :

- l'évolution en amplitude de la transmission pompée de la structure InAs/GaAs est gouvernée par le terme de transmission. Ce terme est lui-même gouverné par l'augmentation de la réflectivité de l'InAs et l'augmentation des pertes par absorption par les porteurs libres.
- le décalage des fréquences de résonance est quant à lui gouvernée par la phase du coefficient de réflexion de l'interface GaAs/InAs de la cavité.

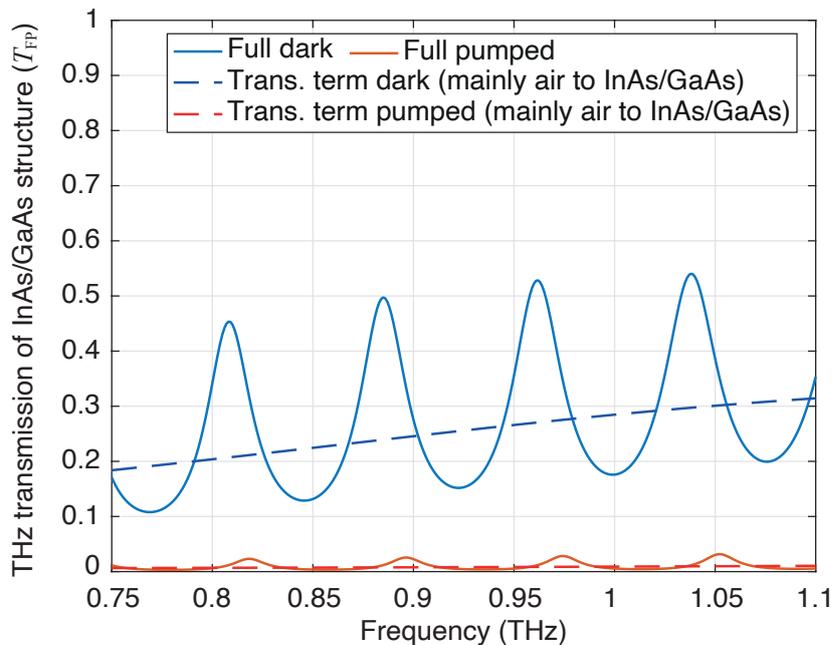


FIGURE B.9 – Étude de la transmission analytique de la structure Fabry-Perot InAs/GaAs.

Annexe C

Étude thermique de la structure InAs/-GaAs

Nous proposons ici une étude simple qui permet de comparer les échanges thermiques mis en jeu entre la couche d'InAs et une couche dite "extractrice" lorsque cette couche est (1) soit de l'air, (2) soit un substrat de GaAs : nous montrerons alors que l'utilisation d'un substrat de GaAs augmente cet échange et permet une meilleure dissipation thermique. La loi qui décrit le transfert de flux thermique Φ_{th} au travers de deux isothermes présentant un écart de température ΔT est :

$$\Phi_{th} = \frac{\Delta T}{R_{th}} \quad (C.1)$$

où R_{th} est la résistance thermique. Nous considérons alors que l'InAs est porté à une certaine température lors du pompage optique à cause d'effets discutés plus bas et que la couche extractrice est toujours à température ambiante, l'écart de température ΔT est donc le même que ce soit pour le cas (1) comme pour le cas (2).

Les travaux initiaux concernant ce type de modulateur reposaient sur l'utilisation de membranes d'InAs de 5 μm fabriquées en retirant entièrement le substrat hôte.¹⁰⁷ Au niveau de la zone éclairée par la pompe optique, l'InAs est donc entouré d'air. Nous pouvons alors facilement calculer la résistance thermique liée à l'échange convectif entre l'InAs et l'air puisque cet échange dépend uniquement du coefficient de convection $h_c = 5 \times 10^{-4} \text{ W cm}^{-2} \text{ K}^{-1}$ du fluide utilisé pour extraire la chaleur, en l'occurrence ici de l'air. L'expression de cette résistance est dans le cas (1) :

$$R_{conv} = \frac{1}{h_c S} \quad (C.2)$$

Dans le cas (2), la couche extractrice est un substrat de GaAs, le mécanisme impliqué dans le transfert de chaleur entre l'InAs et le GaAs est la conduction thermique. Cette

conduction dépend de la conductivité thermique du GaAs $\lambda_{\text{th}} = 0,55 \text{ W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et permet de calculer la résistance de conduction :

$$R_{\text{cond}} = \frac{H}{\lambda_{\text{th}} S} \quad (\text{C.3})$$

Afin de comparer au mieux ces deux résistances thermiques, nous prenons comme surface d'échange thermique S la surface de l'InAs éclairée par le spot optique $S = \pi w_{\text{opt}}^2$: nous considérons ici que seule la partie de l'InAs éclairée par l'optique subit un échauffement lié au pompage optique. Cet échauffement de la matière sous excitation optique est très bien établi dans la littérature¹⁷⁰ et provient de la thermalisation des porteurs photo-générés : lorsque l'énergie des photons E_{IR} utilisée pour le pompage optique est très grande devant l'énergie de bande interdite E_{gap} (dans notre cas, nous rappelons que $E_{\text{IR}} = 1,24 \text{ eV}$ et $E_{\text{gap}} = 0,354 \text{ eV}$) les électrons et trous générés en excès par ces photons possèdent une énergie bien plus grande que l'énergie d'équilibre thermodynamique du semi-conducteur (il s'agit du niveau de Fermi situé au milieu de la bande interdite). Les électrons et trous en excès vont donc céder de l'énergie afin d'atteindre cet équilibre et le mécanisme qui permet la perte d'énergie des électrons, par exemple, est dans ce cas thermique : les électrons très énergétiques (aussi appelés "électrons chauds") transfèrent leur grande énergie cinétique à d'autres porteurs ou à des atomes du cristal par le biais de chocs avec ces particules qui provoquent un échauffement de la matière. En effet, afin que l'énergie totale soit conservée, la perte d'énergie cinétique liée à ces chocs est accompagnée d'une dissipation d'énergie sous forme thermique. Cette dissipation thermique peut être absorbée par les modes de vibration du réseau cristallin (phonons), on parle alors d'interaction électron-phonon (ou interaction de Fröhlich).

En utilisant ces valeurs de S dans les équations (C.2) et (C.3) on trouve des valeurs de résistances suivantes :

$$\boxed{R_{\text{conv}} = 1 \text{ MKW}^{-1}} \quad \text{et} \quad \boxed{R_{\text{cond}} = 50 \text{ KW}^{-1}}$$

On observe un écart de 6 ordres de grandeurs entre la résistance thermique liée à la convection et celle liée à la conduction, montrant ainsi que d'après l'équation (C.1), le flux permettant la dissipation thermique est nettement plus grand dans le cas (2) impliquant la conduction thermique par le substrat de GaAs, que le cas (1) impliquant la convection thermique avec l'air (qui est en plus difficilement "recyclé" lorsque l'InAs est intégré dans les guides d'ondes).

Annexe D

Optimisation de la bande passante THz

Dans cette première section on présente les investigations qui ont été effectuées afin d'aplanir la profondeur de modulation dans la gamme de travail THz. Pour rappel, cette profondeur de modulation présente des maxima et des minima correspondant aux résonances et anti-résonances de la cavité Fabry-Perot créée par le substrat de GaAs. Pour aplanir la profondeur de modulation il faut aplanir la fonction de transmission Fabry-Perot du substrat et donc diminuer son contraste. Pour ce faire, on réduit la finesse de la cavité (en diminuant son coefficient de réflexion) par la mise en place d'une couche anti-reflet THz. Les couches anti-reflets utilisent sur le phénomène d'interférences destructives afin d'annuler la réflexion d'une onde pénétrant ces couches. Cette couche doit posséder un indice $n_{AR} = \sqrt{n_{GaAs}}$ (moyenne géométrique entre l'air et le GaAs), soit un indice optimal $n_{AR} = \sqrt{3,58} = 1,88$. De plus, afin d'assurer toute réflexion par interférence destructive, l'épaisseur h_{AR} de cette couche doit être environ $h_{AR} = \lambda_{AR}/4$ où $\lambda_{AR} = \lambda_0/n_{AR}$ est la longueur d'onde THz dans la couche anti-reflet. Pour un indice $n_{AR} = 1,88$ cela correspond à une épaisseur de couche $h_{AR} = 40 \mu\text{m}$ si on souhaite réaliser un traitement anti-reflet adapté à la longueur d'onde THz du centre de la gamme de fréquence de travail soit $\lambda_0 = 300 \mu\text{m}$.

Pour réaliser ce traitement anti-reflet nous avons choisi d'utiliser une résine couramment utilisée dans les procédés de la micro-électronique : la SU-8. Ce matériau possède un indice THz variable entre 1,7 et 1,8¹⁷¹ en fonction de la qualité du dépôt de la couche. Ces procédés de dépôts sont bien maîtrisés et permettent de réaliser des couches de quelques micromètres à quelques centaines de micromètres, avec une précision de l'ordre de 10%. Pour déposer cette épaisseur de résine sur le substrat de GaAs nous avons utilisé une méthode de "spin-coating" (enduction centrifuge) en salle blanche. Cette méthode essentielle aux procédés "salle blanche" permet le dépôt de fines couches de résines homogénéisées par force centrifuge. L'épaisseur de ces couches peut être contrôlée avec les paramètres tels que la vitesse de rotation du substrat, le temps de rotation et le temps de recuit de la résine. Les paramètres expérimentaux qui ont permis de réaliser le dépôt de cette résine sont les suivants : une vitesse de rotation de 700 RPM (avec "accélération" maximale de

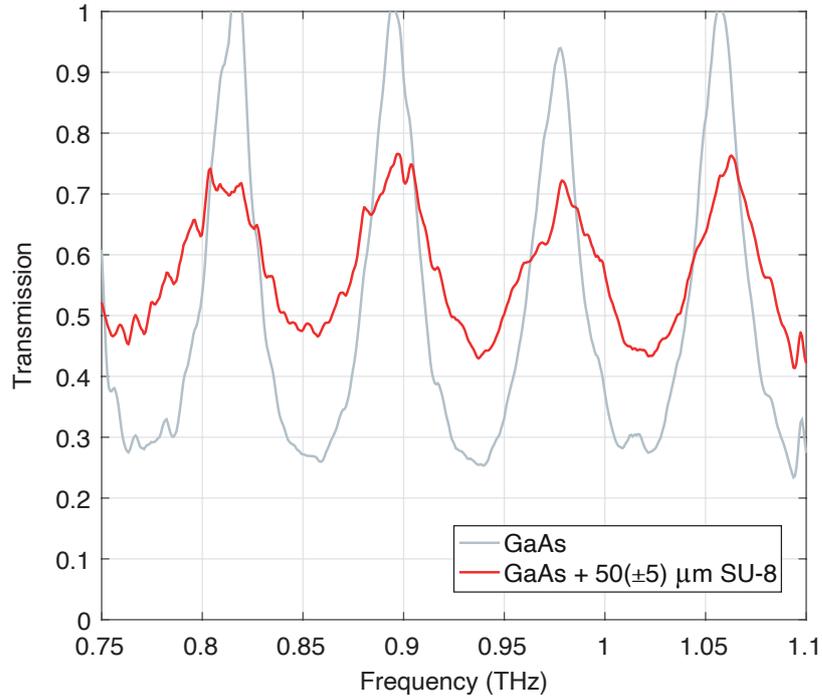


FIGURE D.1 – Fonction de transmission du GaAs avec et sans couche anti-reflet.

100%) pendant 30 s pour déposer la résine et atteindre l'épaisseur souhaitée, suivie d'une rampe de température de 50 à 90° par pas de 5 min afin de cuire et chasser les bulles d'air (et d'eau) de la résine, enfin un recuit à 230° pendant 20 min afin de rigidifier la résine. Ce protocole nous a permis de déposer une couche de 50 μm d'épaisseur et nous présentons alors en Fig. D.1 les résultats de ce dépôt sur la transmission THz. On remarque que par rapport au Fabry-Perot du substrat seul sans couche anti-reflet, la transmission Fabry-Perot en présence de SU-8 possède un contraste réduit, ce contraste passe ainsi de 0,7 à 0,2 grâce au traitement anti-reflet. Le dépôt de SU-8 a ainsi permis d'aplanir la transmission générale liée au substrat, mais il est important de noter que les maxima de transmissions sont réduits. Enfin, le contraste pourrait être d'avantage réduit avec une couche de la bonne épaisseur.

N.B. Je remercie Hajaso Ratovo pour son travail sur ces couches anti-reflet, réalisées pendant son stage de Master. Ces travaux sont un point important en ce qui concerne l'optimisation du composant et nous seront d'une grande aide pour la suite.

Annexe E

Effet des recombinaisons de surface

On se propose ici d'intégrer les phénomènes 2D de recombinaison de surface aux recombinaisons de volume contenues dans le temps de vie effectif et décrites par l'équation (4.19). Nous pouvons trouver ces phénomènes 2D dans l'équation de transport ambipolaire (4.7). En effet, les conditions aux limites de la diffusion des porteurs dans la couche sont établies par les vitesses de recombinaison de surface S_0 telles que présentées en annexe A. Nous pouvons donc en théorie étudier l'effet des recombinaisons de surface sur la densité de charge, puisque le temps de vie est relié à la densité de charge par l'équation (4.19) nous pouvons associer un effet sur la densité à un effet sur le temps de vie. Nous présentons en Fig. E.1 le profil de la densité de porteurs générés dans la couche d'InAs de 1 μm d'épaisseur pour une puissance de pompe nominale de 28 dBm, pour différentes valeurs de S_0 .

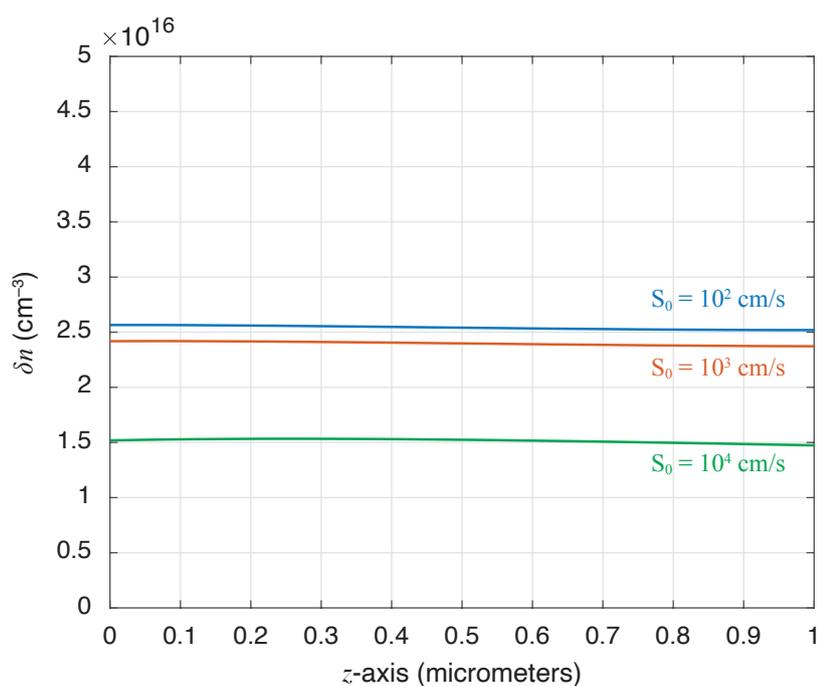


FIGURE E.1 – Profile de δn dans l'InAs en fonction des recombinaisons de surface.

On remarque tout d'abord alors que les profils de diffusion des densités de charge générées δn sont parfaitement homogènes dans la couche. La courbe bleue correspond aux calculs qui ont été présentés jusqu'ici et dont les effets des recombinaisons de surface peuvent être considérés comme négligeables (la valeur de vitesse de recombinaison est la plus petite possible pour l'InAs). Pour calculer cette densité on utilise la formule (4.19) du temps de vie effectif. Cependant, on remarque qu'en implémentant des valeurs typiques ($S_0 = 10^3$ cm/s) puis de fortes valeurs ($S_0 = 10^4$ cm/s) de recombinaisons de surfaces, les courbes rouge et verte respectivement montrent une diminution de la densité de charge (les recombinaisons ayant lieu à la surface, là où le taux de génération optique est maximal, elles ont tendance à diminuer la densité de porteurs générés). On souhaite alors associer à cette diminution de la densité, une réduction du temps de vie. Pour ce faire, on re-calcule le profile de densité de façon à passer de la courbe bleue aux courbes rouges et vertes respectivement en diminuant le temps de vie d'un facteur D : on considère alors que ce nouveau temps de vie réduit $\tau_0 = \tau_{\text{eff}}/D$ (qui nous a permis de retrouver les valeurs δn comprenant les recombinaisons de surface) contient l'information sur le temps de vie à la surface τ_s tel que :

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_{\text{eff}}} + \frac{1}{\tau_s} \quad (\text{E.1})$$

On peut ensuite en déduire le temps de vie à la surface :

$$\tau_s = \frac{\tau_{\text{eff}}}{D - 1} \quad (\text{E.2})$$

Ainsi, on trouve des temps de vie de surface de 40 ns pour $S_0 = 10^3$ cm/s et 5,7 ns pour $S_0 = 10^4$ cm/s. Le premier temps de vie est relativement grand devant le temps de vie effectif de la couche de 4 ns pour que sa contribution soit significative, cependant le second temps de vie de surface devient significatif car il est de l'ordre de grandeur du temps de vie effectif. Pour de grandes vitesses de recombinaison de surface on peut donc s'attendre à relever des temps de vie de quelques ns associés à ces processus de recombinaison.¹³⁴

Annexe F

Calcul des erreurs quadratiques pour l'estimation du dopage résiduel

Nous présentons dans cette section le protocole numérique de traitement des données mis en place pour estimer le niveau de dopage dans les couches d'InAs. Nous rappelons que tel que présenté en section 3.2.3, des mesures de transmissions THz d'échantillons d'InAs/GaAs couplées à un modèle électromagnétique (présenté en section ??) permettent de remonter au niveau de dopage dans la couche d'InAs car la transmission THz est sensible à ce niveau de dopage. Nous re-présentons ces résultats en Fig. F.1. Nous observons un bon accord entre la courbe de simulation et la courbe expérimentale. Il est alors important de noter que pour obtenir cet ajustement, il faut jouer avec le niveau de dopage théorique de la couche d'InAs afin de faire coïncider les deux courbes.

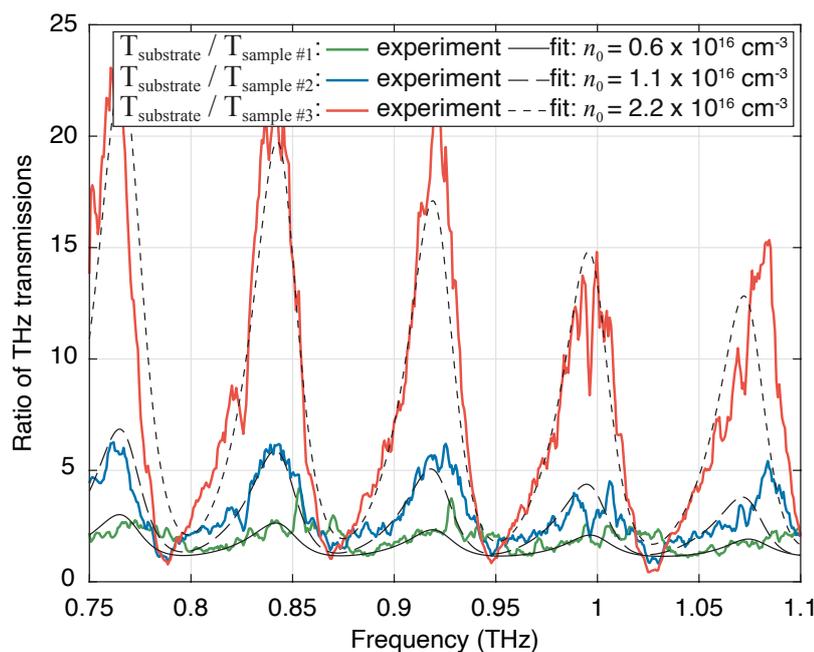


FIGURE F.1 – Ratios expérimentaux et théoriques des transmissions GaAs et InAs/GaAs.

Afin que cet ajustement soit précis et permette une estimation fiable du niveau de dopage, nous avons mis en place l'algorithme suivant : nous faisons varier le niveau de dopage théorique de la couche d'InAs et calculons le ratio des transmission THz associés entre une structure InAs/GaAs et une structure GaAs seule (courbe en noire sur la Fig. F.1), enfin, nous calculons l'erreur quadratique qu'il existe entre le modèle numérique et le modèle expérimental afin de trouver le niveau de dopage optimum de la couche. Nous présentons le calcul de ces erreurs quadratiques en fonction du niveau de dopage pour les 3 échantillons InAs/GaAs sur la Fig. F.2.

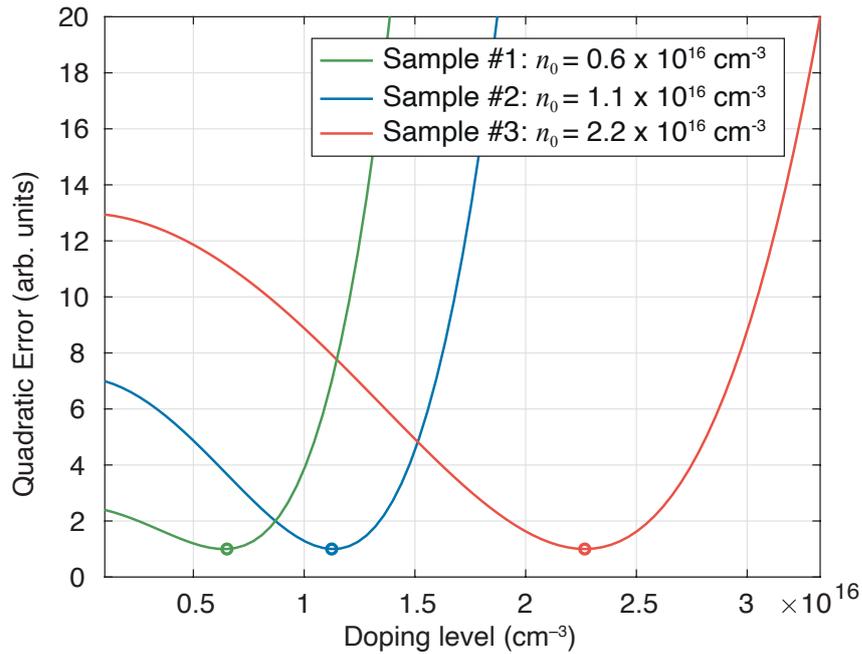


FIGURE F.2 – Erreurs quadratiques entre la courbe théorique d'ajustement et l'expérience, permettant de remonter au dopage de chaque échantillons.

Nous remarquons que pour chacun des échantillons, le niveau de dopage correspondant à un minimum de l'erreur quadratique entre simulation et expérience correspond bien au niveau de dopage optimum permettant une bonne adéquation entre théorie et expérience telle qu'observée en Fig. F.1.

Annexe G

Méthode du couteau pour la mesure de

w_{opt}

Cette section est réservée à la méthode mise en place pour la caractérisation spatiale du faisceau optique de pompe en sortie de fibre micro-lentillée. Nous rappelons que le profil transverse d'intensité du faisceau tend à avoir une forme gaussienne dont l'expression est :

$$I_{\text{opt}}(r, z) = I_0(z) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_{\text{opt}}(z)^2}\right) \quad (\text{G.1})$$

où $w_{\text{opt}}(z)$ est le rayon de mode optique et $I_0(z)$ l'intensité crête du mode au point z et r la coordonnée radiale dans le plan (x, y) telle que $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Nous rappelons que l'évolution du rayon de mode selon z (telle que présentée en section 5.3) peut s'écrire :

$$w_{\text{opt}}(z) \approx \frac{\lambda_{\text{IR}}}{\pi w_f} \times z \quad (\text{G.2})$$

lorsque $z \gg z_R$ avec $z_R = \pi w_f^2 / \lambda_{\text{IR}}$ et w_f le rayon de mode au point focal de la micro-lentille. Nous cherchons ici à vérifier le bon fonctionnement de la micro-lentille, dont le rayon de mode au point focal donné par nos collègues du laboratoire FOTON (Lannion) est $w_f = 3 \mu\text{m}$, une fois focalisé, le faisceau diffracte et diverge, son intensité évolue telle que représenté par l'équation G.1. Ces données sont extraites de conditions nominales pour $\lambda_{\text{IR}} = 1550 \mu\text{m}$, mais nous souhaitons caractériser ici cette fibre à 1064 nm. On cherchera donc à remonter au rayon de mode focalisé w_f ainsi qu'à la divergence de ce faisceau (soit l'évolution de $w_{\text{opt}}(z)$) puisque ces paramètres sont primordiaux pour maîtriser la taille du faisceau au niveau de l'éclairement de l'InAs lors du pompage optique.

On remarque d'après l'équation G.1 que l'évolution du rayon de mode optique $w_{\text{opt}}(z)$ renseigne sur le rayon de mode focalisé en sortie de micro-lentille w_f . Il suffit donc de relever expérimentalement cette évolution afin de pouvoir remonter à tous les paramètres

optiques importants du faisceau. Pour mesurer cette évolution, nous utilisons la méthode dite "du couteau" (inspiré du test de Foucault) qui consiste en une mesure de l'intensité lumineuse du faisceau optique en fonction du déplacement d'un objet métallique ("couteau") venant cacher progressivement le faisceau. Cette méthode est illustrée en Fig. G.1.

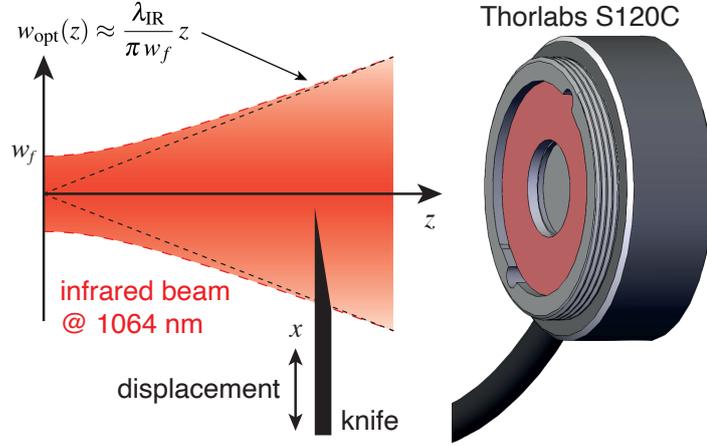


FIGURE G.1 – Méthode du couteau pour la mesure de l'évolution de $w_{\text{opt}}(z)$ à l'aide du puissance mètre Thorlabs S120C.

La mesure de l'intensité optique au point z se fait à l'aide d'une photo-diode (Thorlabs, S120C) et nous utilisons un scalpel métallique à lame plate comme "couteau" pour intercepter le faisceau. Le déplacement de ce couteau le long de l'axe x influe sur la mesure de l'intensité mesurée : lorsque le couteau est en dehors du faisceau, on mesure toute la puissance contenue dans le faisceau, lorsque le couteau commence à cacher une partie du faisceau, cette partie n'est plus transmise jusqu'à la photo-diode et on commence à observer une diminution de l'intensité mesurée, enfin, lorsque le couteau cache tout le faisceau, l'intensité mesurée est nulle. L'évolution de cette intensité en fonction du déplacement du couteau dépend du rayon de mode optique w_{opt} et revient, de façon très concrète à intégrer l'intensité lumineuse du faisceau sur sa dimension x . Cette intégration du faisceau selon x revient à relever sa fonction de répartition $\Phi(x)$, pour un faisceau gaussien, cette fonction est :

$$\Phi(x) = \frac{A}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x\sqrt{2}}{w_{\text{opt}}} \right) \right) \quad (\text{G.3})$$

où A est un coefficient lié à l'intensité détectée par la photo-diode. Nous présentons en Fig. G.2 cette fonction de répartition ainsi qu'une mesure réalisée avec la méthode du couteau. Un calcul d'erreur quadratique permet de remonter au rayon de mode w_{opt} optimum qui permet une bonne adéquation entre la courbe théorique et la courbe expérimentale telles que présentées en Fig. G.2. Ces courbes sont issues d'une mesure en un point z , loin du bout de la micro-lentille, à ce point nous avons donc pu remonter au rayon de mode optique w_{opt} . Il suffit maintenant de réaliser plusieurs autres mesures en des points z dif-

férents et de remonter au rayon de mode associé pour chaque point : nous aurons alors l'évolution du rayon de mode optique en fonction de z , tel que représenté en Fig. 5.7 (a).

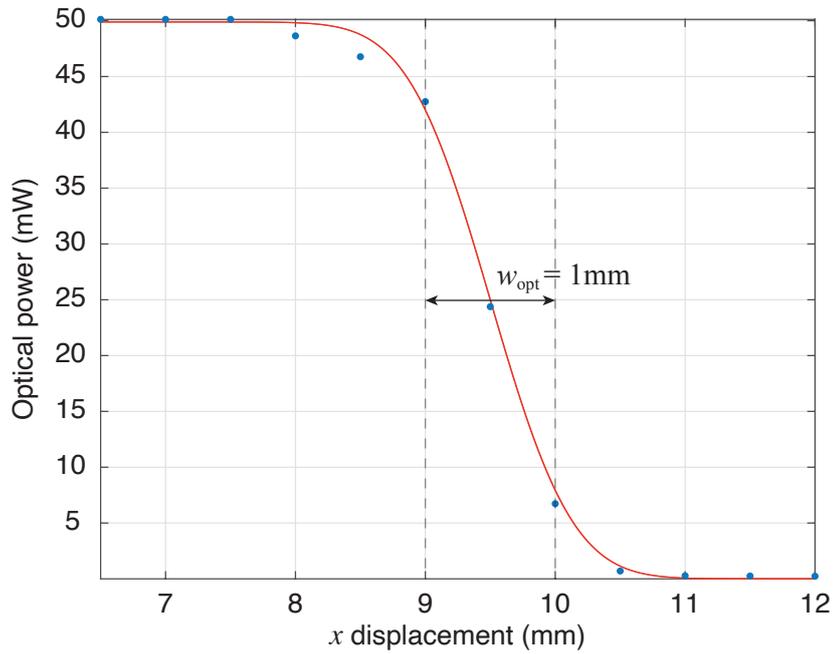


FIGURE G.2 – Répartition transverse de l'intensité du mode optique.

N.B. Je remercie Monique Thual pour la fabrication des fibres micro-lentillées, sans ces fibres nous n'aurions pu avoir un aussi bon contrôle du faisceau de pompe optique et les performances obtenues sur le modulateur dépendent en grande partie de ces micro-lentilles.

Annexe H

Calcul métrologique sur l'erreur liée à l'estimation de f_c

Nous reprenons la Fig. H.1 présentant les mesures de bandes passantes de modulation. Ces mesures sont utiles pour remonter au temps de vie des porteurs à partir de la fréquence de coupure de chacune de ces courbes.

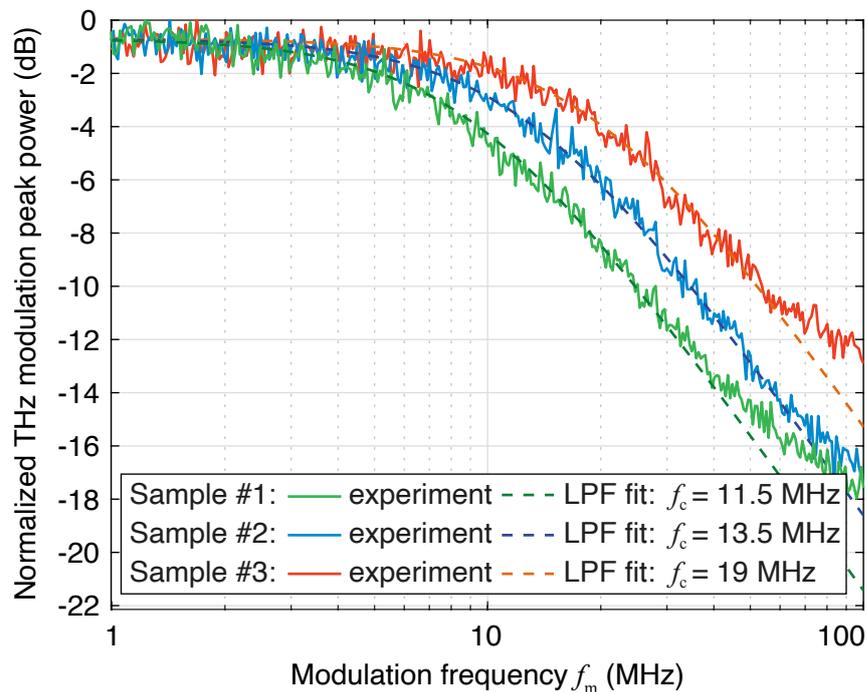


FIGURE H.1 – Mesures expérimentales des bandes passantes pour les trois échantillons pour une puissance de pompe optique commune de 15 dBm ($w_{\text{opt}} = 250 \mu\text{m}$).

Pour estimer les fréquences de coupures de ces courbes nous considérons que la puissance THz (mesurée en dBm) évolue avec la fréquence de modulation f_m en suivant l'expression classique d'un filtre passe-bas du premier ordre (exprimé en dB) :

$$P_{\text{THz}} = 10 \times \log_{10} \underbrace{\left(\frac{1}{1 + \left(\frac{f_m}{f_c}\right)^2} \right)}_X \quad (\text{H.1})$$

Il est alors important de noter que les variations de puissances THz (dont les origines sont discutées en détail en section 3.2.1) entraînent une incertitude sur la détermination de la fréquence de coupure. Pour évaluer cette erreur sur l'estimation de la fréquence de coupure f_c provenant des variations de puissance THz, nous utilisons le calcul de propagation d'erreur suivant pour relier les deux grandeurs :

$$\frac{\partial P_{\text{THz}}}{\partial f_c} = \frac{\partial P_{\text{THz}}}{\partial X} \times \frac{\partial X}{\partial f_c} \quad (\text{H.2})$$

En dérivant ensuite chacun des termes on obtient :

$$\frac{\partial P_{\text{THz}}}{\partial f_c} = \left[\frac{10}{\ln(10)} \frac{1}{X} \frac{\frac{2f_m^2}{f_c^2}}{\left(1 + \left(\frac{f_m}{f_c}\right)^2\right)^2} \right] \text{ avec } \frac{1}{X} = 1 + \left(\frac{f_m}{f_c}\right)^2 \quad (\text{H.3})$$

Cette relation relie donc la variation de puissance THz à la variation sur la fréquence de coupure. De façon générale, le bruit en amplitude vaut $\partial P_{\text{THz}} = \pm 0,5$ dB et la valeur de la fréquence de coupure est déterminée à partir de la méthode basée sur l'erreur quadratique entre la mesure et la courbe théorique du filtre passe-bas du premier ordre. On peut donc réaliser l'application numérique basée sur l'équation (H.3) afin de calculer l'erreur de précision sur la fréquence de coupure, pour $f_m = f_c = 11,5$ MHz et on trouve $\partial f_c = \pm 0,6$ MHz. On peut ensuite relier cette variation sur la fréquence de coupure à une variation sur le temps de vie par la formule :

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{1}{2\pi f_c} \quad (\text{H.4})$$

En procédant de façon similaire on peut dériver le terme τ_{eff} en fonction de f_c afin d'associer à cette variation $\partial f_c = \pm 0,6$ MHz, une variation $\partial \tau_{\text{eff}} = \pm 0,8$ ns.

Annexe I

Notes sur : calcul du profil spatial du taux de génération dans l'InAs

Afin de calculer les conditions de pompage, on souhaite avoir accès à l'évolution du champ électrique de la pompe \vec{E} dans la couche (que l'on note $\vec{E}_{\text{InAs}}(z)$ tel que décrit dans l'équation (4.6)) afin de calculer le profil associé du taux de génération optique $G_{\text{opt}}(z)$. On souhaite donc, d'après la Fig. 3.6, calculer les valeurs de A_2^+ et B_2^+ qui correspondent à l'amplitude du champ dans l'InAs. Pour se faire on réalise le protocole suivant :

1. on met en cascade les matrices Si1, Sc1 et Si2 afin de calculer d'abord B_3^+ en fonction de A_1^- et B_1^- et on considère que $A_3^+ = 0$, soit que la pompe optique ne se re-couple pas dans l'InAs après une propagation dans le GaAs.
2. La valeur de B_3^+ permet de remonter à A_2^- et B_2^- via la matrice d'interface Si2.
3. On remonte enfin aux valeurs de A_2^+ et B_2^+ via la matrice de couche Sc1.
4. Une fois les amplitudes des champs A_2^+ et B_2^+ connues, on utilise l'équation (3.12) pour tracer l'intensité du champ dans la couche en fonction de z .

Si la polarisation de l'onde EM dans le plan d'incidence est TM alors les termes en A et B sont homogènes à un champ magnétique et il faut donc réaliser un dernier calcul pour passer de ce champ magnétique à un champ électrique tel que $|E| = \eta|H|$ où $\eta = \eta_0/n_{\text{IR}}$ est l'impédance électromagnétique du milieu à la fréquence de pompe.

Bibliographie

- [1] S. Blin, R. Paquet, M. Myara, B. Chomet, L. Le Gratiet, M. Sellahi, G. Beaudoin, I. Sagnes, G. Ducournau, P. Latzel, J.-F. Lampin, and A. Garnache, “Coherent and Tunable THz Emission Driven by an Integrated III–V Semiconductor Laser,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 23, no. 4, pp. 1–11, Jul. 2017. [Online]. Available : <http://ieeexplore.ieee.org/document/7819492/>
- [2] S. Blin, L. Tohme, D. Coquillat, S. Horiguchi, Y. Minamikata, S. Hisatake, P. Nouvel, T. Cohen, A. Pénarier, F. Cano, L. Varani, W. Knap, and T. Nagatsuma, “Wireless communication at 310 GHz using GaAs high-electron-mobility transistors for detection,” *Journal of Communications and Networks*, vol. 15, no. 6, pp. 559–568, Dec. 2013. [Online]. Available : <https://ieeexplore.ieee.org/document/6713771/>
- [3] C. Avogadri, S. Gebert, S. S. Krishtopenko, I. Castillo, C. Consejo, S. Ruffenach, C. Roblin, C. Bray, Y. Krupko, S. Juillaguet, S. Contreras, A. Wolf, F. Hartmann, S. Höfling, G. Boissier, J.-B. Rodriguez, S. Nanot, E. Tournié, F. Teppe, and B. Jouault, “Large inverted band gap in strained three-layer inas/gainsb quantum wells,” *Phys. Rev. Res.*, vol. 4, p. L042042, Dec 2022. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevResearch.4.L042042>
- [4] L. Cerutti, D. A. D. Thomas, J.-B. Rodriguez, M. R. Calvo, G. Patriarche, A. N. Baranov, and E. Tournié, “Quantum well interband semiconductor lasers highly tolerant to dislocations,” *Optica*, vol. 8, no. 11, pp. 1397–1402, Nov 2021. [Online]. Available : <https://opg.optica.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-8-11-1397>
- [5] P. Bennet, P. Juillet, S. Ibrahim, V. Berthier, M. A. Barry, F. m. c. Réveret, A. Bousquet, O. Teytaud, E. Centeno, and A. Moreau, “Analysis and fabrication of antireflective coating for photovoltaics based on a photonic-crystal concept and generated by evolutionary optimization,” *Phys. Rev. B*, vol. 103, p. 125135, Mar 2021. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.103.125135>
- [6] “Optical fiber telecommunications vib,” in *Optical Fiber Telecommunications (Sixth Edition)*, sixth edition ed., ser. Optics and Photonics, I. P. Kaminow, T. Li, and A. E. Willner, Eds. Boston : Academic Press, 2013, p. i. [Online]. Available : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780123969606000249>

- [7] Z. Wani, M. P. Abegaonkar, and S. K. Koul, "A 28-GHZ ANTENNA FOR 5G MIMO APPLICATIONS," *Progress In Electromagnetics Research Letters*, vol. 78, pp. 73–79, 2018. [Online]. Available : <http://www.jpier.org/PIERL/pier.php?paper=18070303>
- [8] M. Tonouchi, "Cutting-edge terahertz technology," *Nature Photonics*, vol. 1, no. 2, pp. 97–105, Feb. 2007. [Online]. Available : <https://www.nature.com/articles/nphoton.2007.3>
- [9] A. Leitenstorfer *et al.*, "The 2023 terahertz science and technology roadmap," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 56, no. 22, p. 223001, Jun. 2023. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/acbe4c>
- [10] M. S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, and P. D. Natale, "Quantum cascade lasers : 20 years of challenges," *Opt. Express*, vol. 23, no. 4, pp. 5167–5182, Feb 2015. [Online]. Available : <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-23-4-5167>
- [11] J.-L. Coutaz, *Optoélectronique terahertz*. Les Ulis : EDP Sciences, 2008. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1051/978-2-7598-0304-0>
- [12] P. H. Siegel, "THz Technology : An Overview."
- [13] C. A. Schmuttenmaer, "Exploring Dynamics in the Far-Infrared with Terahertz Spectroscopy," *Chemical Reviews*, vol. 104, no. 4, pp. 1759–1780, Apr. 2004. [Online]. Available : <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/cr020685g>
- [14] A. Stohr, "Pushing the boundaries," *IEEE Microwave Magazine*, vol. 10, no. 4, pp. 106–115, Jun. 2009. [Online]. Available : <http://ieeexplore.ieee.org/document/4914987/>
- [15] C. M. Armstrong, "The truth about terahertz," *IEEE Spectrum*, vol. 49, no. 9, pp. 36–41, Sep. 2012. [Online]. Available : <http://ieeexplore.ieee.org/document/6281131/>
- [16] T. Hochrein, "Markets, Availability, Notice, and Technical Performance of Terahertz Systems : Historic Development, Present, and Trends," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 36, no. 3, pp. 235–254, Mar. 2015. [Online]. Available : <http://link.springer.com/10.1007/s10762-014-0124-6>
- [17] F. . Sullivan, "2019 top 50 emerging technologies : Spawning growth opportunities of strategic imperative," 2019, <https://store.frost.com/2019-top-50-emerging-technologies-spawning-growth-opportunities-of-strategic-imperative-interactive-deliverable-access.html> (accessed on 25 October 2023).
- [18] D. Dragoman and M. Dragoman, "Terahertz fields and applications," *Progress in Quantum Electronics*, vol. 28, no. 1, pp. 1–66, Jan. 2004. [Online]. Available : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0079672703000582>

- [19] L. Afsah-Hejri, E. Akbari, A. Toudeshki, T. Homayouni, A. Alizadeh, and R. Ehsani, "Terahertz spectroscopy and imaging : A review on agricultural applications," *Computers and Electronics in Agriculture*, vol. 177, p. 105628, Oct. 2020. [Online]. Available : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168169919318204>
- [20] K. Humphreys, J. Loughran, M. Gradziel, W. Lanigan, T. Ward, J. Murphy, and C. O'Sullivan, "Medical applications of terahertz imaging : a review of current technology and potential applications in biomedical engineering," in *The 26th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*, vol. 3. San Francisco, CA, USA : IEEE, 2004, pp. 1302–1305. [Online]. Available : <http://ieeexplore.ieee.org/document/1403410/>
- [21] L. Afsah-Hejri, P. Hajeb, P. Ara, and R. J. Ehsani, "A Comprehensive Review on Food Applications of Terahertz Spectroscopy and Imaging," *Comprehensive Reviews in Food Science and Food Safety*, vol. 18, no. 5, pp. 1563–1621, Sep. 2019. [Online]. Available : <https://ift.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1111/1541-4337.12490>
- [22] A. Gong, Y. Qiu, X. Chen, Z. Zhao, L. Xia, and Y. Shao, "Biomedical applications of terahertz technology," *Applied Spectroscopy Reviews*, vol. 55, no. 5, pp. 418–438, May 2020. [Online]. Available : <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/05704928.2019.1670202>
- [23] D. Zhao and E. E. M. Chia, "Free carrier, exciton, and phonon dynamics in lead-halide perovskites studied with ultrafast terahertz spectroscopy," *Advanced Optical Materials*, vol. 8, no. 3, p. 1900783, 2020. [Online]. Available : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/adom.201900783>
- [24] K. V. Kavokin, M. A. Kaliteevski, R. A. Abram, A. V. Kavokin, S. Sharkova, and I. A. Shelykh, "Stimulated emission of terahertz radiation by exciton-polariton lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 20, 2010, 201111. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1063/1.3519978>
- [25] T. Feurer, N. S. Stoyanov, D. W. Ward, J. C. Vaughan, E. R. Statz, and K. A. Nelson, "Terahertz polaritonics," *Annual Review of Materials Research*, vol. 37, no. 1, pp. 317–350, 2007. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1146/annurev.matsci.37.052506.084327>
- [26] H. J. Joyce, J. L. Boland, C. L. Davies, S. A. Baig, and M. B. Johnston, "A review of the electrical properties of semiconductor nanowires : insights gained from terahertz conductivity spectroscopy," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 31, no. 10, p. 103003, Oct. 2016. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0268-1242/31/10/103003>

- [27] H. J. Joyce, C. J. Docherty, Q. Gao, H. H. Tan, C. Jagadish, J. Lloyd-Hughes, L. M. Herz, and M. B. Johnston, “Electronic properties of GaAs, InAs and InP nanowires studied by terahertz spectroscopy,” *Nanotechnology*, vol. 24, no. 21, p. 214006, May 2013. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0957-4484/24/21/214006>
- [28] R. M. Smith and M. A. Arnold, “Selectivity of terahertz gas-phase spectroscopy,” *Analytical Chemistry*, vol. 87, no. 21, pp. 10 679–10 683, 2015, pMID : 26436438. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1021/acs.analchem.5b03028>
- [29] X. Lu, S. Venkatesh, and H. Saeidi, “A review on applications of integrated terahertz systems,” *China Communications*, vol. 18, no. 5, pp. 175–201, May 2021. [Online]. Available : <https://ieeexplore.ieee.org/document/9444245/>
- [30] L. Valzania, P. Zolliker, and E. Hack, “Coherent reconstruction of a textile and a hidden object with terahertz radiation,” *Optica*, vol. 6, no. 4, p. 518, Apr. 2019. [Online]. Available : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=optica-6-4-518>
- [31] A. Bassli, S. Blin, P. Nouvel, M. Myara, J.-F. Roux, A. Benbassou, J. Belkadid, and A. Pénarier, “3-d imaging of materials at 0.1 thz for inner- defect detection using a frequency-modulated continuous-wave radar,” *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 69, no. 8, pp. 5843–5852, 2020.
- [32] P. Martín-Mateos, D. Čibiraitė Lukenskienė, R. Barreiro, C. De Dios, A. Lisauskas, V. Krozer, and P. Acedo, “Hyperspectral terahertz imaging with electro-optic dual combs and a FET-based detector,” *Scientific Reports*, vol. 10, no. 1, p. 14429, Sep. 2020. [Online]. Available : <https://www.nature.com/articles/s41598-020-71258-6>
- [33] J. Guise, H. Ratovo, M. Thual, P. Fehlen, F. Gonzalez-Posada Flores, J.-B. Rodriguez, L. Cerutti, E. Centeno, S. Blin, and T. Taliercio, “Measuring low doping level and short carrier lifetime in indium arsenide with a contactless terahertz technique at room temperature,” *Journal of Applied Physics*, vol. 134, no. 16, p. 165701, 10 2023. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1063/5.0167272>
- [34] A. Y. Pawar, D. D. Sonawane, K. B. Erande, and D. V. Derle, “Terahertz technology and its applications,” *Drug Invention Today*, vol. 5, no. 2, pp. 157–163, Jun. 2013. [Online]. Available : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0975761913000264>
- [35] R. Durrer, “The cosmic microwave background : the history of its experimental investigation and its significance for cosmology,” *Classical and Quantum Gravity*, vol. 32, no. 12, p. 124007, jun 2015. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1088/0264-9381/32/12/124007>
- [36] Lamarre, J.-M. *et al.*, “Planck pre-launch status : The hfi instrument, from specification to actual performance,” *A&A*, vol. 520, p. A9, 2010. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912975>

- [37] R. A. Lewis, "A review of terahertz sources," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 47, no. 37, p. 374001, Sep. 2014. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/47/37/374001>
- [38] M. Božanić and S. Sinha, "Emerging transistor technologies capable of terahertz amplification : A way to re-engineer terahertz radar sensors," *Sensors*, vol. 19, no. 11, 2019. [Online]. Available : <https://www.mdpi.com/1424-8220/19/11/2454>
- [39] Y. Liu, B. Zhang, Y. Feng, X. Lv, D. Ji, Z. Niu, Y. Yang, X. Zhao, and Y. Fan, "Development of 340-ghz transceiver front end based on gaas monolithic integration technology for thz active imaging array," *Applied Sciences*, vol. 10, no. 21, 2020. [Online]. Available : <https://www.mdpi.com/2076-3417/10/21/7924>
- [40] J. A. Fülöp, S. Tzortzakis, and T. Kampfrath, "Laser-Driven Strong-Field Terahertz Sources," *Advanced Optical Materials*, vol. 8, no. 3, p. 1900681, Feb. 2020. [Online]. Available : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adom.201900681>
- [41] M. Jazbinsek, U. Puc, A. Abina, and A. Zidansek, "Organic Crystals for THz Photonics," *Applied Sciences*, vol. 9, no. 5, p. 882, Mar. 2019. [Online]. Available : <https://www.mdpi.com/2076-3417/9/5/882>
- [42] S. Nellen, T. Ishibashi, A. Deninger, R. B. Kohlhaas, L. Liebermeister, M. Schell, and B. Globisch, "Experimental Comparison of UTC- and PIN-Photodiodes for Continuous-Wave Terahertz Generation," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 41, no. 4, pp. 343–354, Apr. 2020. [Online]. Available : <http://link.springer.com/10.1007/s10762-019-00638-5>
- [43] S. Jung, Y. Jiang, K. Vijayraghavan, A. Jiang, F. Demmerle, G. Boehm, X. Wang, M. Troccoli, M. C. Amann, and M. A. Belkin, "Recent Progress in Widely Tunable Single-Mode Room Temperature Terahertz Quantum Cascade Laser Sources," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 21, no. 6, pp. 134–143, Nov. 2015. [Online]. Available : <http://ieeexplore.ieee.org/document/7097642/>
- [44] Q. Lu, D. Wu, S. Sengupta, S. Slivken, and M. Razeghi, "Room temperature continuous wave, monolithic tunable THz sources based on highly efficient mid-infrared quantum cascade lasers," *Scientific Reports*, vol. 6, no. 1, p. 23595, Mar. 2016. [Online]. Available : <https://www.nature.com/articles/srep23595>
- [45] C. Vicario, A. V. Ovchinnikov, S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, V. E. Fortov, and C. P. Hauri, "Generation of 09-mJ THz pulses in DSTMS pumped by a Cr :Mg_2sio_4 laser," *Optics Letters*, vol. 39, no. 23, p. 6632, Dec. 2014. [Online]. Available : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-39-23-6632>
- [46] K. Kasagi, S. Suzuki, and M. Asada, "Large-scale array of resonant-tunneling-diode terahertz oscillators for high output power at 1 THz," *Journal*

- of Applied Physics*, vol. 125, no. 15, p. 151601, Apr. 2019. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/jap/article/125/15/151601/1027213/Large-scale-array-of-resonant-tunneling-diode>
- [47] Z. Hu, M. Kaynak, and R. Han, “High-Power Radiation at 1 THz in Silicon : A Fully Scalable Array Using a Multi-Functional Radiating Mesh Structure,” *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 53, no. 5, pp. 1313–1327, May 2018. [Online]. Available : <https://ieeexplore.ieee.org/document/8254345/>
- [48] J. V. Siles, K. B. Cooper, C. Lee, R. H. Lin, G. Chattopadhyay, and I. Mehdi, “A New Generation of Room-Temperature Frequency-Multiplied Sources With up to 10× Higher Output Power in the 160-GHz–1.6-THz Range,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 8, no. 6, pp. 596–604, Nov. 2018. [Online]. Available : <https://ieeexplore.ieee.org/document/8494826/>
- [49] J.-F. Lampin, A. Pagies, G. Santarelli, J. Hesler, W. Hansel, R. Holzwarth, and S. Barbieri, “Quantum cascade laser-pumped terahertz molecular lasers : frequency noise and phase-locking using a 1560 nm frequency comb,” *Optics Express*, vol. 28, no. 2, p. 2091, Jan. 2020. [Online]. Available : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=oe-28-2-2091>
- [50] R. B. Kohlhaas, S. Breuer, L. Liebermeister, S. Nellen, M. Deumer, M. Schell, M. P. Semtsiv, W. T. Masselink, and B. Globisch, “0,637 mW emitted terahertz power from photoconductive antennas based on rhodium doped InGaAs,” *Applied Physics Letters*, vol. 117, no. 13, p. 131105, 09 2020. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1063/5.0020766>
- [51] M. Ferreras, D. Cibiraite-Lukenskiene, A. Lissauskas, J. Grajal, and V. Krozer, “Broadband Sensing Around 1 THz Via a Novel Biquad-Antenna-Coupled Low-NEP Detector in CMOS,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 11, no. 1, pp. 16–27, Jan. 2021. [Online]. Available : <https://ieeexplore.ieee.org/document/9226130/>
- [52] R. Yadav, F. Ludwig, F. R. Faridi, J. M. Klopff, H. G. Roskos, S. Preu, and A. Penirschke, “State-of-the-Art Room Temperature Operable Zero-Bias Schottky Diode-Based Terahertz Detector Up to 5.56 THz,” *Sensors*, vol. 23, no. 7, p. 3469, Mar. 2023. [Online]. Available : <https://www.mdpi.com/1424-8220/23/7/3469>
- [53] Y. Zhu, Q. Ding, L. Xiang, J. Zhang, X. Li, L. Jin, Y. Shanguan, J. Sun, and H. Qin, “0.2-4.0 THz broadband terahertz detector based on antenna-coupled AlGaIn/GaN HEMTs arrayed in a bow-tie pattern,” *Optics Express*, vol. 31, no. 6, p. 10720, Mar. 2023. [Online]. Available : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=oe-31-6-10720>
- [54] Y. Zhang, S. Hosono, N. Nagai, S.-H. Song, and K. Hirakawa, “Fast and sensitive bolometric terahertz detection at room temperature through thermomechanical

- transduction,” *Journal of Applied Physics*, vol. 125, no. 15, p. 151602, Apr. 2019. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/jap/article/125/15/151602/1027212/Fast-and-sensitive-bolometric-terahertz-detection>
- [55] H. Ito and T. Ishibashi, “Low-noise sub-harmonic-mixing in 300-ghz band by fermi-level managed barrier diode,” *Applied Physics Express*, vol. 14, no. 10, p. 104001, sep 2021. [Online]. Available : <https://dx.doi.org/10.35848/1882-0786/ac2213>
- [56] M. Rahm, J.-S. Li, and W. J. Padilla, “THz Wave Modulators : A Brief Review on Different Modulation Techniques,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 34, no. 1, pp. 1–27, Jan. 2013. [Online]. Available : <http://link.springer.com/10.1007/s10762-012-9946-2>
- [57] J.-Y. Wu, X.-F. Xu, and L.-F. Wei, “Active metasurfaces for manipulatable terahertz technology*,” *Chinese Physics B*, vol. 29, no. 9, p. 094202, Sep. 2020. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1674-1056/aba613>
- [58] X. Zang, B. Yao, L. Chen, J. Xie, X. Guo, A. V. Balakin, A. P. Shkurinov, and S. Zhuang, “Metasurfaces for manipulating terahertz waves,” *Light : Advanced Manufacturing*, vol. 2, no. 2, p. 148, 2021. [Online]. Available : <https://www.light-am.com/article/doi/10.37188/lam.2021.010>
- [59] J. He, T. Dong, B. Chi, and Y. Zhang, “Metasurfaces for Terahertz Wavefront Modulation : a Review,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 41, no. 6, pp. 607–631, Jun. 2020. [Online]. Available : <http://link.springer.com/10.1007/s10762-020-00677-3>
- [60] Q. Wang, B. Gao, M. Raglione, H. Wang, B. Li, F. Toor, M. A. Arnold, and H. Ding, “Design, Fabrication, and Modulation of THz Bandpass Metamaterials,” *Laser & Photonics Reviews*, vol. 13, no. 11, p. 1900071, Nov. 2019. [Online]. Available : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/lpor.201900071>
- [61] S. Lee, S. Baek, T. Kim, H. Cho, S. Lee, J. Kang, and B. Min, “Metamaterials for Enhanced Optical Responses and their Application to Active Control of Terahertz Waves,” *Advanced Materials*, vol. 32, no. 35, p. 2000250, Sep. 2020. [Online]. Available : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adma.202000250>
- [62] J. He, X. He, T. Dong, S. Wang, M. Fu, and Y. Zhang, “Recent progress and applications of terahertz metamaterials,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 55, no. 12, p. 123002, Mar. 2022. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/ac3282>
- [63] W. J. Padilla, A. J. Taylor, C. Highstrete, M. Lee, and R. D. Averitt, “Dynamical electric and magnetic metamaterial response at terahertz frequencies,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, p. 107401, Mar 2006. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.107401>

- [64] Y. Jeong, Y. Bahk, and D. Kim, “Dynamic Terahertz Plasmonics Enabled by Phase-Change Materials,” *Advanced Optical Materials*, vol. 8, no. 3, p. 1900548, Feb. 2020. [Online]. Available : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adom.201900548>
- [65] P. Gopalan and B. Sensale-Rodriguez, “2D Materials for Terahertz Modulation,” *Advanced Optical Materials*, vol. 8, no. 3, p. 1900550, Feb. 2020. [Online]. Available : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adom.201900550>
- [66] A. Li, S. Singh, and D. Sievenpiper, “Metasurfaces and their applications,” *Nanophotonics*, vol. 7, no. 6, pp. 989–1011, Jun. 2018. [Online]. Available : <https://www.degruyter.com/document/doi/10.1515/nanoph-2017-0120/html>
- [67] S. B. Glybovski, S. A. Tretyakov, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, and C. R. Simovski, “Metasurfaces : From microwaves to visible,” *Physics Reports*, vol. 634, pp. 1–72, May 2016. [Online]. Available : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370157316300618>
- [68] M. Beruete and I. Jáuregui-López, “Terahertz Sensing Based on Metasurfaces,” *Advanced Optical Materials*, vol. 8, no. 3, p. 1900721, Feb. 2020. [Online]. Available : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adom.201900721>
- [69] J. Xie, W. Ye, L. Zhou, X. Guo, X. Zang, L. Chen, and Y. Zhu, “A Review on Terahertz Technologies Accelerated by Silicon Photonics,” *Nanomaterials*, vol. 11, no. 7, p. 1646, Jun. 2021. [Online]. Available : <https://www.mdpi.com/2079-4991/11/7/1646>
- [70] R. A. S. D. Koala, M. Fujita, and T. Nagatsuma, “Nanophotonics-inspired all-silicon waveguide platforms for terahertz integrated systems,” *Nanophotonics*, vol. 11, no. 9, pp. 1741–1759, May 2022. [Online]. Available : <https://www.degruyter.com/document/doi/10.1515/nanoph-2021-0673/html>
- [71] R. Degl’Innocenti, H. Lin, and M. Navarro-Cía, “Recent progress in terahertz metamaterial modulators,” *Nanophotonics*, vol. 11, no. 8, pp. 1485–1514, May 2022. [Online]. Available : <https://www.degruyter.com/document/doi/10.1515/nanoph-2021-0803/html>
- [72] Z. T. Ma, Z. X. Geng, Z. Y. Fan, J. Liu, and H. D. Chen, “Modulators for Terahertz Communication : The Current State of the Art,” *Research*, vol. 2019, p. 2019/6482975, Jan. 2019. [Online]. Available : <https://spj.science.org/doi/10.34133/2019/6482975>
- [73] E. Herrmann, H. Gao, Z. Huang, S. R. Sitaram, K. Ma, and X. Wang, “Modulators for mid-infrared and terahertz light,” *Journal of Applied Physics*, vol. 128, no. 14, p. 140903, Oct. 2020. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/jap/article/128/14/140903/287399/Modulators-for-mid-infrared-and-terahertz-light>

- [74] Q. He, S. Sun, and L. Zhou, “Tunable/Reconfigurable Metasurfaces : Physics and Applications,” *Research*, vol. 2019, p. 2019/1849272, Jan. 2019. [Online]. Available : <https://spj.science.org/doi/10.34133/2019/1849272>
- [75] R. Degl’Innocenti, S. J. Kindness, H. E. Beere, and D. A. Ritchie, “All-integrated terahertz modulators,” *Nanophotonics*, vol. 7, no. 1, pp. 127–144, Jan. 2018. [Online]. Available : <https://www.degruyter.com/document/doi/10.1515/nanoph-2017-0040/html>
- [76] L. Wang, Y. Zhang, X. Guo, T. Chen, H. Liang, X. Hao, X. Hou, W. Kou, Y. Zhao, T. Zhou, S. Liang, and Z. Yang, “A Review of THz Modulators with Dynamic Tunable Metasurfaces,” *Nanomaterials*, vol. 9, no. 7, p. 965, Jul. 2019. [Online]. Available : <https://www.mdpi.com/2079-4991/9/7/965>
- [77] J. Liu and Z. Hong, “Mechanically tunable dual frequency THz metamaterial filter,” *Optics Communications*, vol. 426, pp. 598–601, Nov. 2018. [Online]. Available : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030401818305108>
- [78] A. Ahmadvand, B. Gerislioglu, R. Ahuja, and Y. Kumar Mishra, “Terahertz plasmonics : The rise of toroidal metadevices towards immunobiosensings,” *Materials Today*, vol. 32, pp. 108–130, Jan. 2020. [Online]. Available : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1369702119307400>
- [79] P. Goulain, A. D. Koulouklidis, J.-M. Manceau, C. Daskalaki, B. Paulillo, K. Maussang, S. Dhillon, J. R. Freeman, L. Li, E. H. Linfield, S. Tzortzakis, and R. Colombelli, “Femtosecond broadband frequency switch of terahertz three-dimensional meta-atoms,” *ACS Photonics*, vol. 8, no. 4, pp. 1097–1102, 2021. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.0c01802>
- [80] Q. Mu, F. Fan, S. Chen, S. Xu, C. Xiong, X. Zhang, X. Wang, and S. Chang, “Tunable magneto-optical polarization device for terahertz waves based on InSb and its plasmonic structure,” *Photonics Research*, vol. 7, no. 3, p. 325, Mar. 2019. [Online]. Available : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=prj-7-3-325>
- [81] X. Liu, L. Xiong, X. Yu, S. He, B. Zhang, and J. Shen, “Magnetically controlled terahertz modulator based on Fe₃O₄ nanoparticle ferrofluids,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 51, no. 10, p. 105003, Mar. 2018. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/aaab97>
- [82] Y. Zhao, Y. Zhang, Q. Shi, S. Liang, W. Huang, W. Kou, and Z. Yang, “Dynamic Photoinduced Controlling of the Large Phase Shift of Terahertz Waves via Vanadium Dioxide Coupling Nanostructures,” *ACS Photonics*, vol. 5, no. 8, pp. 3040–3050, Aug. 2018. [Online]. Available : <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acsp Photonics.8b00276>
- [83] Y. Zhao, L. Wang, Y. Zhang, S. Qiao, S. Liang, T. Zhou, X. Zhang, X. Guo, Z. Feng, F. Lan, Z. Chen, X. Yang, and Z. Yang, “High-Speed Efficient

- Terahertz Modulation Based on Tunable Collective-Individual State Conversion within an Active 3 nm Two-Dimensional Electron Gas Metasurface,” *Nano Letters*, vol. 19, no. 11, pp. 7588–7597, Nov. 2019. [Online]. Available : <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acs.nanolett.9b01273>
- [84] Z. Huang, Q. Han, C. Ji, J. Wang, and Y. Jiang, “Broadband terahertz modulator based on graphene metamaterials,” *AIP Advances*, vol. 8, no. 3, p. 035304, Mar. 2018. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/adv/article/8/3/035304/22688/Broadband-terahertz-modulator-based-on-graphene>
- [85] S. J. Kindness, N. W. Almond, W. Michailow, B. Wei, L. A. Jakob, K. Delfanazari, P. Braeuninger-Weimer, S. Hofmann, H. E. Beere, D. A. Ritchie, and R. Degl’Innocenti, “Graphene-Integrated Metamaterial Device for All-Electrical Polarization Control of Terahertz Quantum Cascade Lasers,” *ACS Photonics*, vol. 6, no. 6, pp. 1547–1555, Jun. 2019. [Online]. Available : <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acsphotonics.9b00411>
- [86] X. Chen, K. Li, R. Zhang, S. K. Gupta, A. K. Srivastava, and E. Pickwell-MacPherson, “Highly Efficient Ultra-Broadband Terahertz Modulation Using Bidirectional Switching of Liquid Crystals,” *Advanced Optical Materials*, vol. 7, no. 24, p. 1901321, Dec. 2019. [Online]. Available : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adom.201901321>
- [87] M. Jiang, F. Hu, L. Zhang, B. Quan, W. Xu, H. Du, D. Xie, and Y. Chen, “Electrically Triggered VO₂ Reconfigurable Metasurface for Amplitude and Phase Modulation of Terahertz Wave,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 39, no. 11, pp. 3488–3494, Jun. 2021. [Online]. Available : <https://ieeexplore.ieee.org/document/9383837/>
- [88] Y. Fan, Y. Qian, S. Yin, D. Li, M. Jiang, X. Lin, and F. Hu, “Multi-band tunable terahertz bandpass filter based on vanadium dioxide hybrid metamaterial,” *Materials Research Express*, vol. 6, no. 5, p. 055809, Feb. 2019. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2053-1591/ab0392>
- [89] E. Kaya, N. Kakenov, H. Altan, C. Kocabas, and O. Esenturk, “Multilayer Graphene Broadband Terahertz Modulators with Flexible Substrate,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 39, no. 5, pp. 483–491, May 2018. [Online]. Available : <http://link.springer.com/10.1007/s10762-018-0480-8>
- [90] S. Venkatesh, X. Lu, H. Saeidi, and K. Sengupta, “A high-speed programmable and scalable terahertz holographic metasurface based on tiled CMOS chips,” *Nature Electronics*, vol. 3, no. 12, pp. 785–793, Dec. 2020. [Online]. Available : <https://www.nature.com/articles/s41928-020-00497-2>
- [91] T.-T. Kim, S. S. Oh, H.-D. Kim, H. S. Park, O. Hess, B. Min, and S. Zhang, “Electrical access to critical coupling of circularly polarized waves in graphene

- chiral metamaterials,” *Science Advances*, vol. 3, no. 9, p. e1701377, Sep. 2017. [Online]. Available : <https://www.science.org/doi/10.1126/sciadv.1701377>
- [92] W.-Z. Xu, F.-F. Ren, J. Ye, H. Lu, L. Liang, X. Huang, M. Liu, I. V. Shadrivov, D. A. Powell, G. Yu, B. Jin, R. Zhang, Y. Zheng, H. H. Tan, and C. Jagadish, “Electrically tunable terahertz metamaterials with embedded large-area transparent thin-film transistor arrays,” *Scientific Reports*, vol. 6, no. 1, p. 23486, Mar. 2016. [Online]. Available : <https://www.nature.com/articles/srep23486>
- [93] S. Zhao, F. Hu, X. Xu, M. Jiang, W. Zhang, S. Yin, and W. Jiang, “Electrically triggered dual-band tunable terahertz metamaterial band-pass filter based on Si_3N_4 - VO_2 - Si_3N_4 sandwich*,” *Chinese Physics B*, vol. 28, no. 5, p. 054203, May 2019. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1674-1056/28/5/054203>
- [94] H. K. Yoo, H. Lee, K. Lee, C. Kang, C.-S. Kee, I.-W. Hwang, and J. W. Lee, “Conditions for optimal efficiency of PCBM-based terahertz modulators,” *AIP Advances*, vol. 7, no. 10, p. 105008, Oct. 2017. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/adv/article/7/10/105008/975681/Conditions-for-optimal-efficiency-of-PCBM-based>
- [95] Q. Wen, Y. He, Q. Yang, P. Yu, Z. Feng, W. Tan, T. Wen, Y. Zhang, Z. Chen, and H. Zhang, “High-Performance Photo-Induced Spatial Terahertz Modulator Based on Micropyramid Silicon Array,” *Advanced Materials Technologies*, vol. 5, no. 6, p. 1901058, Jun. 2020. [Online]. Available : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/admt.201901058>
- [96] K. Fan, J. Zhang, X. Liu, G. Zhang, R. D. Averitt, and W. J. Padilla, “Phototunable Dielectric Huygens’ Metasurfaces,” *Advanced Materials*, vol. 30, no. 22, p. 1800278, May 2018. [Online]. Available : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adma.201800278>
- [97] W. X. Lim, M. Manjappa, Y. K. Srivastava, L. Cong, A. Kumar, K. F. MacDonald, and R. Singh, “Ultrafast All-Optical Switching of Germanium-Based Flexible Metaphotonic Devices,” *Advanced Materials*, vol. 30, no. 9, p. 1705331, Mar. 2018. [Online]. Available : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adma.201705331>
- [98] H. Sun, Y. Hu, Y. Tang, J. You, J. Zhou, H. Liu, and X. Zheng, “Ultrafast polarization-dependent all-optical switching of germanium-based metaphotonic devices,” *Photonics Research*, vol. 8, no. 3, p. 263, Mar. 2020. [Online]. Available : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=prj-8-3-263>
- [99] Z. Fan, Z. Geng, X. Lv, Y. Su, Y. Yang, J. Liu, and H. Chen, “Optical Controlled Terahertz Modulator Based on Tungsten Disulfide Nanosheet,”

- Scientific Reports*, vol. 7, no. 1, p. 14828, Nov. 2017. [Online]. Available : <https://www.nature.com/articles/s41598-017-13864-5>
- [100] P. K. Singh and S. Sonkusale, “High Speed Terahertz Modulator on the Chip Based on Tunable Terahertz Slot Waveguide,” *Scientific Reports*, vol. 7, no. 1, p. 40933, Jan. 2017. [Online]. Available : <https://www.nature.com/articles/srep40933>
- [101] Q.-Y. Wen, W. Tian, Q. Mao, Z. Chen, W.-W. Liu, Q.-H. Yang, M. Sanderson, and H.-W. Zhang, “Graphene based All-Optical Spatial Terahertz Modulator,” *Scientific Reports*, vol. 4, no. 1, p. 7409, Dec. 2014. [Online]. Available : <https://www.nature.com/articles/srep07409>
- [102] Z. Jiang, M. I. B. Shams, L.-J. Cheng, P. Fay, J. L. Hesler, C.-y. E. Tong, and L. Liu, “Investigation and demonstration of a WR-4.3 optically controlled waveguide attenuator,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 7, no. 1, pp. 20–26, 2017. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2016.2635443>
- [103] A. Gilbert, M. Ramonda, L. Cerutti, C. Cornet, G. Patriarche, E. Tournie, and J.-B. Rodriguez, “Epitaxial growth of III-Vs on on-axis Si : Breaking the symmetry for antiphase domains control and burying,” *Advanced Optical Materials*, vol. 11, no. 15, p. 2203050, 2023. [Online]. Available : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/adom.202203050>
- [104] Y. Yang, N. Kamaraju, S. Campione, S. Liu, J. L. Reno, M. B. Sinclair, R. P. Prasankumar, and I. Brener, “Transient gas plasmonic metasurfaces at terahertz frequencies,” *ACS Photonics*, vol. 4, no. 1, pp. 15–21, 2017. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.6b00735>
- [105] E. Alvear-Cabezón, T. Taliercio, S. Blin, R. Smaali, F. Gonzalez-Posada, A. Baranov, R. Teissier, and E. Centeno, “Epsilon near-zero all-optical terahertz modulator,” *Applied Physics Letters*, vol. 117, no. 11, p. 111101, 09 2020. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1063/5.0012206>
- [106] Z. Jiang, M. I. Shams, S. Rahman, P. Fay, C.-y. Tong, and L. Liu, “A wr-4 optically-tunable waveguide attenuator with 50 db tuning range and low insertion loss,” in *27th International Symposium on Space Terahertz Technology*, 2016, pp. 12–15.
- [107] E. A. Alvear Cabezon, “Photo-generated Metasurfaces at Terahertz Frequencies,” Thesis, Université Clermont Auvergne [2017-2020], Sep. 2019. [Online]. Available : <https://theses.hal.science/tel-02481483>
- [108] E. A. Mashkovich, A. I. Shugurov, S. Ozawa, E. Estacio, M. Tani, and M. I. Bakunov, “Noncollinear Electro-Optic Sampling of Terahertz Waves in a Thick GaAs Crystal,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 5, no. 5, pp. 732–736, Sep. 2015. [Online]. Available : <http://ieeexplore.ieee.org/document/7210239/>

- [109] J. Defrance, C. Lemaître, R. Ajib, J. Benedicto, E. Mallet, R. Pollès, J.-P. Plumey, M. Mihailovic, E. Centeno, C. Ciracì *et al.*, “Moosh : A numerical swiss army knife for the optics of multilayers in octave/matlab,” *Journal of Open Research Software*, vol. 4, no. 1, 2016. [Online]. Available : <https://doi.org/10.5334/jors.100>
- [110] A. Fauveau, B. Martel, J. Veirman, S. Dubois, A. Kaminski-Cachopo, and F. Ducroquet, “Comparison of Characterization Techniques for Measurements of Doping Concentrations in Compensated n-type Silicon,” *Energy Procedia*, vol. 92, pp. 691–696, Aug. 2016. [Online]. Available : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1876610216304726>
- [111] H.-L. Chen, C. Himwas, A. Scaccabarozzi, P. Rale, F. Oehler, A. Lemaître, L. Lombez, J.-F. Guillemoles, M. Tchernycheva, J.-C. Harmand, A. Cattoni, and S. Collin, “Determination of n-Type Doping Level in Single GaAs Nanowires by Cathodoluminescence,” *Nano Letters*, vol. 17, no. 11, pp. 6667–6675, Nov. 2017. [Online]. Available : <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acs.nanolett.7b02620>
- [112] H.-L. Chen, A. Scaccabarozzi, R. De Lépinau, F. Oehler, A. Lemaître, J.-C. Harmand, A. Cattoni, and S. Collin, “Quantitative Assessment of Carrier Density by Cathodoluminescence. I. GaAs Thin Films and Modeling,” *Physical Review Applied*, vol. 15, no. 2, p. 024006, Feb. 2021. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.15.024006>
- [113] M. Boulou and D. Bois, “Cathodoluminescence measurements of the minority-carrier lifetime in semiconductors,” *Journal of Applied Physics*, vol. 48, no. 11, pp. 4713–4721, Nov. 1977. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/48/11/4713-4721/502580>
- [114] E. Brinciotti, G. Gramse, S. Hommel, T. Schweinboeck, A. Altes, M. A. Fenner, J. Smoliner, M. Kasper, G. Badino, S.-S. Tuca, and F. Kienberger, “Probing resistivity and doping concentration of semiconductors at the nanoscale using scanning microwave microscopy,” *Nanoscale*, vol. 7, no. 35, pp. 14 715–14 722, 2015. [Online]. Available : <http://xlink.rsc.org/?DOI=C5NR04264J>
- [115] J. M. Pó, M. C. Brito, J. M. Alves, J. A. Silva, J. M. Serra, and A. M. Vallêra, “Measurement of the dopant concentration in a semiconductor using the Seebeck effect,” *Measurement Science and Technology*, vol. 24, no. 5, p. 055601, May 2013. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0957-0233/24/5/055601>
- [116] M. Römer, J. Hübner, and M. Oestreich, “Spatially resolved doping concentration measurement in semiconductors via spin noise spectroscopy,” *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 11, p. 112105, Mar. 2009. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/336460>

- [117] Q. Wang, W. Liu, L. Gong, L. Wang, and Y. Li, "Determination of doping concentration of heavily doped silicon wafers using photon reabsorption in photocarrier radiometry," *AIP Advances*, vol. 10, no. 3, p. 035118, Mar. 2020. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/adv/article/1037247>
- [118] Q. Sun, A. Melnikov, J. Wang, and A. Mandelis, "Simultaneous determination of effective carrier lifetime and resistivity of Si wafers using the nonlinear nature of photocarrier radiometric signals," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 51, no. 15, p. 15LT01, Apr. 2018. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/aab395>
- [119] T. L. Cocker, V. Jelic, M. Gupta, S. J. Molesky, J. A. J. Burgess, G. D. L. Reyes, L. V. Titova, Y. Y. Tsui, M. R. Freeman, and F. A. Hegmann, "An ultrafast terahertz scanning tunnelling microscope," *Nature Photonics*, vol. 7, no. 8, pp. 620–625, Aug. 2013. [Online]. Available : <http://www.nature.com/articles/nphoton.2013.151>
- [120] T. L. Cocker, V. Jelic, R. Hillenbrand, and F. A. Hegmann, "Nanoscale terahertz scanning probe microscopy," *Nature Photonics*, vol. 15, no. 8, pp. 558–569, Aug. 2021, number : 8 Publisher : Nature Publishing Group. [Online]. Available : <https://www.nature.com/articles/s41566-021-00835-6>
- [121] D. Frolov, G. Yakovlev, and V. Zubkov, "Measurements of doping density in InAs by capacitance-voltage techniques with electrolyte barriers," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 643, p. 012086, Nov. 2015. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/643/1/012086>
- [122] C. Jund and R. Poirier, "Carrier concentration and minority carrier lifetime measurement in semiconductor epitaxial layers by the mos capacitance method," *Solid-State Electronics*, vol. 9, no. 4, pp. 315–319, Apr. 1966. [Online]. Available : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/003811016690061X>
- [123] C. Blömers, T. Grap, M. I. Lepsa, J. Moers, S. Trellenkamp, D. Grütz-macher, H. Lüth, and T. Schäpers, "Hall effect measurements on InAs nanowires," *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 15, p. 152106, 2012. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/apl/article/101/15/152106/150911/Hall-effect-measurements-on-InAs-nanowires>
- [124] L. J. van der Pauw, "A METHOD OF MEASURING SPECIFIC RESISTIVITY AND HALL EFFECT OF DISCS OF ARBITRARY SHAPE," *Philips Research Report*, vol. 13, pp. 1–9, 1958.
- [125] G. R. Bell, T. S. Jones, and C. F. McConville, "Accumulation layer profiles at InAs polar surfaces," *Applied Physics Letters*, vol. 71, no. 25, pp. 3688–3690, Dec. 1997. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1063/1.120482>
- [126] J. R. Weber, A. Janotti, and C. G. Van De Walle, "Intrinsic and extrinsic causes of electron accumulation layers on InAs surfaces," *Applied Physics*

- Letters*, vol. 97, no. 19, p. 192106, Nov. 2010. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/324057>
- [127] C. Chang, C. M. Serrano, L. L. Chang, and L. Esaki, "Effect of lattice mismatch on the electron mobilities of InAs grown on GaAs by MBE," *Journal of Vacuum Science and Technology*, vol. 17, no. 2, pp. 603–605, Mar. 1980. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/avs/jvst/article/17/2/603-605/456734>
- [128] J. G. Belk, D. W. Pashley, B. A. Joyce, and T. S. Jones, "Dislocation displacement field at the surface of InAs thin films grown on GaAs(110)," *Physical Review B*, vol. 58, no. 24, pp. 16 194–16 201, Dec. 1998. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.16194>
- [129] D. E. Aspnes and A. A. Studna, "Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV," *Physical Review B*, vol. 27, no. 2, pp. 985–1009, 1983. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.27.985>
- [130] S. Adachi, "Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, and $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$," *Journal of Applied Physics*, vol. 66, no. 12, pp. 6030–6040, 1989. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1063/1.343580>
- [131] E. Rosencher and B. Vinter, *Optoelectronics*, P. G. Piva, Ed. Cambridge University Press, 2002.
- [132] M. Thual, P. Rochard, P. Chanclou, and L. Quétel, "Contribution to research on micro-lensed fibers for modes coupling," *Fiber and Integrated Optics*, vol. 27, no. 6, pp. 532–541, 2008. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1080/01468030802272450>
- [133] B. H. Schultz, "ANALYSIS OF THE DECAY OF PHOTOCONDUCTANCE IN GERMANIUM," *Philips Research Report*, vol. 10, pp. 337–348, 1955.
- [134] H. H. Wieder and D. A. Collins, "Minority carrier lifetime in InAs epilayers," *Applied Physics Letters*, vol. 25, no. 12, pp. 742–743, Dec. 1974. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/apl/article/25/12/742/44594/Minority-carrier-lifetime-in-InAs-epilayers>
- [135] S. S. Li, *Excess Carrier Phenomenon in Semiconductors*. New York, NY : Springer New York, 2006, pp. 134–170. [Online]. Available : https://doi.org/10.1007/0-387-37766-2_6
- [136] M. Takeshima, "Simple Method of Calculating Phonon-Assisted Auger Recombination Rate in Direct-Gap Semiconductors," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 22, no. 3R, p. 491, Mar. 1983. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1143/JJAP.22.491>

- [137] J. R. Dixon and J. M. Ellis, "Optical Properties of n-Type Indium Arsenide in the Fundamental Absorption Edge Region," *Physical Review*, vol. 123, no. 5, pp. 1560–1566, Sep. 1961. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.123.1560>
- [138] D. Feng, S. K. Yee, and Z. M. Zhang, "Geometric and doping effects on radiative recombination in thin-film near-field energy converters," *AIP Advances*, vol. 12, no. 9, p. 095006, Sep. 2022. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/adv/article/2819548>
- [139] E. Gaubas, E. Simoen, and J. Vanhellefont, "Review—Carrier Lifetime Spectroscopy for Defect Characterization in Semiconductor Materials and Devices," *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, vol. 5, no. 4, pp. P3108–P3137, 2016. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1149/2.0201604jss>
- [140] W. Shockley, *Electrons and Holes in Semiconductors*. D. van Nostrand, Company, Inc., Princeton, New Jersey, 1950.
- [141] D. T. Stevenson and R. J. Keyes, "Measurement of Carrier Lifetimes in Germanium and Silicon," *Journal of Applied Physics*, vol. 26, no. 2, pp. 190–195, Feb. 1955. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/26/2/190-195/160709>
- [142] E. Harnik, A. Many, and N. B. Grover, "Phase Shift Method of Carrier Lifetime Measurements in Semiconductors," *Review of Scientific Instruments*, vol. 29, no. 10, pp. 889–891, Oct. 1958. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/rsi/article/29/10/889-891/299462>
- [143] J. Mahan, T. Ekstedt, R. Frank, and R. Kaplow, "Measurement of minority carrier lifetime in solar cells from photo-induced open-circuit voltage decay," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 26, no. 5, pp. 733–739, May 1979. [Online]. Available : <http://ieeexplore.ieee.org/document/1480065/>
- [144] L. B. Valdes, "Measurement of minority carrier lifetime in germanium," *Proceedings of the IRE*, vol. 40, no. 11, pp. 1420–1423, 1952.
- [145] E. O. Johnson, "Measurement of Minority Carrier Lifetimes with the Surface Photovoltage," *Journal of Applied Physics*, vol. 28, no. 11, pp. 1349–1353, Nov. 1957. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/28/11/1349-1353/161815>
- [146] H. A. Atwater, "Microwave Measurement of Semiconductor Carrier Lifetimes," *Journal of Applied Physics*, vol. 31, no. 5, pp. 938–939, May 1960. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/31/5/938-939/148161>
- [147] M. Wang and J. Borrego, "Experimental requirements for the measurement of excess carrier lifetime in semiconductors using microwave techniques," *IEEE*

- Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 39, no. 6, pp. 1054–1058, Dec. 1990. [Online]. Available : <http://ieeexplore.ieee.org/document/65825/>
- [148] T. Asada, Y. Ichikawa, and M. Kato, “Carrier Lifetime Measurements in Semiconductors through the Microwave Photoconductivity Decay Method,” *Journal of Visualized Experiments*, no. 146, p. 59007, Apr. 2019. [Online]. Available : <https://www.jove.com/t/59007/carrier-lifetime-measurements-semiconductors-through-microwave>
- [149] R. Ahrenkiel, “Measurement of minority-carrier lifetime by time-resolved photoluminescence,” *Solid-State Electronics*, vol. 35, no. 3, pp. 239–250, Mar. 1992. [Online]. Available : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0038110192902285>
- [150] E. S. Barnard, E. T. Hoke, S. T. Connor, J. R. Groves, T. Kuykendall, Z. Yan, E. C. Samulon, E. D. Bourret-Courchesne, S. Aloni, P. J. Schuck, C. H. Peters, and B. E. Hardin, “Probing carrier lifetimes in photovoltaic materials using subsurface two-photon microscopy,” *Scientific Reports*, vol. 3, no. 1, p. 2098, Jun. 2013. [Online]. Available : <https://www.nature.com/articles/srep02098>
- [151] Z. G. Ling, P. K. Ajmera, and G. S. Kousik, “Simultaneous extraction of bulk lifetime and surface recombination velocities from free carrier absorption transients,” *Journal of Applied Physics*, vol. 75, no. 5, pp. 2718–2720, Mar. 1994. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/75/5/2718-2720/498454>
- [152] J. Linnros, “Carrier lifetime measurements using free carrier absorption transients. I. Principle and injection dependence,” *Journal of Applied Physics*, vol. 84, no. 1, pp. 275–283, Jul. 1998. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/84/1/275-283/491446>
- [153] —, “Carrier lifetime measurements using free carrier absorption transients. II. Lifetime mapping and effects of surface recombination,” *Journal of Applied Physics*, vol. 84, no. 1, pp. 284–291, Jul. 1998. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/84/1/284-291/491853>
- [154] N. J. Harrick, “Use of Infrared Absorption to Determine Carrier Distribution in Germanium and Surface Recombination Velocity,” *Physical Review*, vol. 101, no. 1, pp. 491–492, Jan. 1956. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.101.491>
- [155] —, “Lifetime Measurements of Excess Carriers in Semiconductors,” *Journal of Applied Physics*, vol. 27, no. 12, pp. 1439–1442, Dec. 1956. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/27/12/1439-1442/161512>
- [156] Z. G. Ling, P. K. Ajmera, M. Anselment, and L. F. DiMauro, “Lifetime measurements in semiconductors by infrared absorption due to pulsed optical

- excitation,” *Applied Physics Letters*, vol. 51, no. 18, pp. 1445–1447, Nov. 1987. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/51/18/1445-1447/52803>
- [157] V. Grivickas, J. Linnros, A. Vigelis, J. Šečkus, and J. Tellefsen, “A study of carrier lifetime in silicon by laser-induced absorption : A perpendicular geometry measurement,” *Solid-State Electronics*, vol. 35, no. 3, pp. 299–310, Mar. 1992. [Online]. Available : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0038110192902333>
- [158] E. Yablonovitch and T. Gmitter, “A contactless minority lifetime probe of heterostructures, surfaces, interfaces and bulk wafers,” *Solid-State Electronics*, vol. 35, no. 3, pp. 261–267, Mar. 1992. [Online]. Available : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/003811019290230A>
- [159] J. Schmidt, “Temperature- and injection-dependent lifetime spectroscopy for the characterization of defect centers in semiconductors,” *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 13, pp. 2178–2180, Mar. 2003. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/82/13/2178-2180/510157>
- [160] B. B. Paudyal, K. R. McIntosh, D. H. Macdonald, B. S. Richards, and R. A. Sinton, “The implementation of temperature control to an inductive-coil photoconductance instrument for the range of 0-230°C,” *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, vol. 16, no. 7, pp. 609–613, Nov. 2008. [Online]. Available : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/pip.839>
- [161] T. Sameshima, T. Nagao, S. Yoshidomi, K. Kogure, and M. Hasumi, “Minority Carrier Lifetime Measurements by Photoinduced Carrier Microwave Absorption Method,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 50, no. 3S, p. 03CA02, Mar. 2011. [Online]. Available : <https://iopscience.iop.org/article/10.1143/JJAP.50.03CA02>
- [162] J. A. Guse, T. W. Jones, A. Danos, and D. R. McCamey, “Recombination Dynamics in Thin-film Photovoltaic Materials via Time-resolved Microwave Conductivity,” *Journal of Visualized Experiments*, no. 121, p. 55232, Mar. 2017. [Online]. Available : <https://www.jove.com/t/55232/recombination-dynamics-in-thin--film-photovoltaic-materials-via-time--resolved-microwave-conductivity>
- [163] H. Nagel, C. Berge, and A. G. Aberle, “Generalized analysis of quasi-steady-state and quasi-transient measurements of carrier lifetimes in semiconductors,” *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 11, pp. 6218–6221, Dec. 1999. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/86/11/6218-6221/515120>
- [164] J. Linnros, N. Lalic, A. Galeckas, and V. Grivickas, “Analysis of the stretched exponential photoluminescence decay from nanometer-sized silicon crystals in SiO₂,” *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 11, pp. 6128–6134, Dec. 1999. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/86/11/6128-6134/514812>

- [165] E. V. Péan, S. Dimitrov, C. S. De Castro, and M. L. Davies, “Interpreting time-resolved photoluminescence of perovskite materials,” *Physical Chemistry Chemical Physics*, vol. 22, no. 48, pp. 28 345–28 358, 2020. [Online]. Available : <http://xlink.rsc.org/?DOI=D0CP04950F>
- [166] J. D. Murphy, K. Bothe, R. Krain, V. V. Voronkov, and R. J. Falster, “Parameterisation of injection-dependent lifetime measurements in semiconductors in terms of Shockley-Read-Hall statistics : An application to oxide precipitates in silicon,” *Journal of Applied Physics*, vol. 111, no. 11, p. 113709, Jun. 2012. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/897173>
- [167] R. K. Ahrenkiel, B. M. Keyes, and D. J. Dunlavy, “Intensity-dependent minority-carrier lifetime in III-V semiconductors due to saturation of recombination centers,” *Journal of Applied Physics*, vol. 70, no. 1, pp. 225–231, Jul. 1991. [Online]. Available : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/70/1/225-231/177655>
- [168] M. L. Cohen and J. C. Phillips, “Spectral analysis of photoemissive yields in si, ge, gaas, gasb, inas, and insb,” *Phys. Rev.*, vol. 139, pp. A912–A920, Aug 1965. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.139.A912>
- [169] H. Sakurai, N. Nemoto, K. Konishi, R. Takaku, Y. Sakurai, N. Katayama, T. Matsumura, J. Yumoto, and M. Kuwata-Gonokami, “Terahertz broadband anti-reflection moth-eye structures fabricated by femtosecond laser processing,” *OSA Continuum*, vol. 2, no. 9, pp. 2764–2772, Sep 2019. [Online]. Available : <https://opg.optica.org/osac/abstract.cfm?URI=osac-2-9-2764>
- [170] J. R. Meyer, F. J. Bartoli, and M. R. Kruer, “Optical heating in semiconductors,” *Physical Review B*, vol. 21, no. 4, pp. 1559–1568, Feb. 1980. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.21.1559>
- [171] N. Ghalichechian and K. Sertel, “Permittivity and Loss Characterization of SU-8 Films for mmW and Terahertz Applications,” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 14, pp. 723–726, 2015. [Online]. Available : <http://ieeexplore.ieee.org/document/6982221/>

Remerciements

J'aimerais ici remercier toutes les personnes qui m'ont accompagné, de près ou de loin, dans ma vie pendant la thèse. Ces personnes ont pu faire de cette thèse une expérience riche et inoubliable et j'espère que bien d'autres doctorants après moi auront la chance de vivre une aventure similaire. Je remercie avant tout les personnes impliquées dans mon quotidien au laboratoire. Merci à mes encadrants Thierry Taliercio, Stéphane Blin et Emmanuel Centeno pour leur pédagogie et leur bienveillance. Leur implication et leur expérience scientifique ne m'ont pas seulement aidées à mener à bien ces travaux, elles m'ont aussi apporté l'autonomie et la curiosité nécessaires au développement de l'esprit scientifique et c'est grâce aux discussions enrichissantes que j'ai pu avoir avec eux que j'ai développé ma passion pour le domaine scientifique et le métier d'enseignant-chercheur. Je leur suis aujourd'hui très reconnaissant et espère pouvoir être un jour à la hauteur des qualités qu'ils m'ont transmises. Je tiens ensuite à remercier les personnes impliquées dans le projet, merci à Monique Thual, du laboratoire FOTON, pour la conception des fibres micro-lentillées. Merci à Hajasoa Ratovo pour son travail sur le modulateur lors de ces stages de Master. Merci à Jeffrey Hesler, CTO de VDI pour la collaboration sur le sujet et le don de guides THz ; ces composants ont rendu possible l'intégration du modulateur. Merci à Audrey Sebban, ingénieure en micro-fluidique, pour son aide quant au dépôt de la résine Su-8. Merci à Jean-Marie Péris, technicien salle blanche, pour la conception de la réservation optique. Merci aux membres permanents des équipes nano-MIR, PhoTéra et N2-Elena pour leur apport scientifique sur mes travaux, les critiques et collaborations sur les publications scientifiques : merci à Jean-Baptiste Rodriguez et Laurent Cerutti pour la fabrication des échantillons par épitaxie en source solide, merci à Fernando Gonzalez-Posada Flores pour son aide et ses conseils scientifiques précieux, merci à Annick Pénarier pour son expertise sur les simulations électromagnétiques et merci à Rafik Smaali pour son aide sur le formalisme numérique électromagnétique. Je remercie également les structures d'accueils ; l'IES et l'IP ainsi que la région Occitanie et l'ANR pour avoir aidé à soutenir et financer ce projet. Enfin, merci aux rapporteurs et aux membres du jury pour leur implication et le temps consacré dans l'évaluation de ces travaux. Enfin, le développement scientifique épanoui de cette thèse n'a pu être effectué que parce que l'état d'esprit général le permettait, je remercie donc toutes les personnes qui m'ont apporté bonne humeur au travail et en dehors ; merci à Pierre, Zayneb, Daniel, Wioletta, Diba, Andrès, Michele, Davide, Clara et tous les innombrables collègues avec qui nous avons partagé, sessions de sport intenses, déjeunés intenses, rigolades intenses et débriefing rugby intenses... Merci aussi à ma famille et mes proches pour leur soutien, c'est principalement grâce à leur vision d'être naturellement guidé par ce que l'on aime que j'en suis ici aujourd'hui. Enfin, je tiens à remercier le lecteur qui a lu cette thèse jusqu'ici, et j'espère que ces travaux auront pu apporter un intérêt certain pour ce domaine.

Résumé

Cette thèse se déroulera entre l'IES à Montpellier et l'Institut Pascal (IP) à Clermont-Ferrand. Le projet doctoral consiste à développer les briques de base d'un modulateur d'onde THz intégré par photo-génération de méta-surfaces. L'IES et l'IP travaillent depuis maintenant plusieurs années au développement d'applications originales dans le moyen infrarouge (MIR) et le THz en s'appuyant sur des concepts physiques originaux de comme la plasmonique tout semi-conducteur et les méta-surfaces photo-générées. Récemment, la modulation d'un faisceau THz jusqu'à une fréquence de coupure de 2 MHz a été mise en évidence dans des membranes minces d'InAs par photo-génération de porteurs pour une densité de puissance laser de seulement 10 W cm^{-2} . De telles densités de puissance sont facilement accessibles par des lasers semi-conducteurs notamment ceux développés dans le groupe Nanomir. La photo-génération de porteurs libres dans la membrane d'InAs permet de créer un matériau à epsilon proche de zéro (Epsilon Near Zero, ENZ) dans le THz. L'onde THz 50 fois plus grande que la couche mince sera très fortement réfléchiée et absorbée par cette couche ENZ. Le projet de thèse consistera à développer dans un premier temps les outils numériques à l'IP pour optimiser la structure complète intégrant un laser et des couches d'InAs dopé ou non dopé. Ensuite seront développées à l'IES les étapes technologiques nécessaires à la fabrication du dispositif dans le groupe Nanomir de manière à procéder à des tests de modulation d'onde THz dans le groupe Photera.

Summary

This thesis will take place between IES in Montpellier and Institute Pascal in Clermont-Ferrand. The doctoral project consists of developing the building blocks of integrated THz modulator based on photo-generated meta-surface. IES and IP collaborate for a few years to develop applications in the mid-infrared and THz range using original concepts such as all-semiconductor plasmonics and photo-generated meta-surface. Recently, they demonstrated the modulation of a THz wave through photo-generated meta-surface in a free-standing slab of un-doped InAs using a 800 nm laser at a weak irradiance of 10 W cm^{-2} . Nanomir can fabricate lasers with larger irradiance. This modulation of the THz wave is due to the photo-generated free-carriers that transform the InAs slab in epsilon near zero (ENZ) material. The THz wave 50 times smaller than the InAs slab will be reflected and absorbed by the ENZ layer. The thesis project will consist of developing numerical tools at IP to optimise the design including the laser and the un-doped and doped InAs layers. The selected structures will be fabricated at IES in the Nanomir group whereas the photo-modulation process will be characterized in the Photera group.