HAL
open science

Plasmonique active pour l'infrarouge sur semi-conducteur fortement dopé

Clément Maës

To cite this version:

Clément Maës. Plasmonique active pour l'infrarouge sur semi-conducteur fortement dopé. Electronique. Université Montpellier, 2020. Français. NNT : 2020MONTS033 . tel-03164576

HAL Id: tel-03164576

https://theses.hal.science/tel-03164576

Submitted on 10 Mar 2021

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 Électronique, Optronique et Systèmes

École doctorale Information, Structures et Systèmes

Unité de recherche Institut d'Électronique et des Systèmes – UMR 5214

Plasmonique active pour l'infrarouge sur semi-conducteur fortement dopé

Présentée par Clément MAËS
Le 28 septembre 2020

Sous la direction de Thierry TALIERCIO et Riad HAÏDAR

Devant le jury composé de

Véronique BARDINAL, Directrice de recherche CNRS, LAAS, Toulouse	Présidente
Sylvain LECLER, Professeur, Laboratoire ICube, INSA de Strasbourg	Rapporteur
Delphine MARRIS-MORINI, Professeure, C2N, IUF, Université Paris-Saclay	Rapportrice
Thierry TALIERCIO, Professeur, IES, Université de Montpellier	Directeur de thèse
Riad HAÏDAR, Directeur scientifique, ONERA	Directeur de thèse
Grégory VINCENT, Ingénieur de recherche, ONERA	Encadrant

ONERA
THE FRENCH AEROSPACE LAB

UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

ies l'institut d'électronique

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon encadrant de thèse, Grégory Vincent, avec qui j'ai passé trois superbes années. Ma production et la compréhension de mon sujet auraient été bien différentes sans ta pédagogie et ta patience. Tu as toujours pris le temps de répondre clairement à mes questions et nous avons travaillé dans une ambiance énergique et agréable. L'heure est donc venu, comme promis, pour un petit florilège à base de : "Knysa", "Je dis n'importe quoi", "Salut ...", "SemiconductoSSS", "Rasensportclub Straßburg" sans oublier de prêter allégeance au grand "MB" (l'Anguille !) mais je dois forcément finir par un désormais légendaire : Guingamp !! Guingamp !! GUIIIIIIIIINGAAAAAAAAAMP !!!

Je tiens également à remercier mes deux directeurs de thèse, Thierry Taliercio et Riad Haïdar, pour leur expertise scientifique et les discussions autours des directions à emprunter. Vous m'avez perpétuellement encourager pour me permettre de travailler sereinement et dans un état d'esprit productif. J'ai pris plaisir à travailler avec vous.

Je souhaite remercier le personnel de mon département, le DOTA, les membres de l'équipe CIO, les post-doctorants, les doctorants, les stagiaires : Micke, Léna, Eslam, Baptiste, Julien, Isabelle, Arthur, Patrick, Alice, Ludivine, Cyprien, Gilles, Laure, Laura, Clément, Maxence, Claire, Denis, Hasnaa, Céline, Mathiaz, Clément (Raoul !), ... Nous avons partagé trois belles années agrémentées notamment de parties enflammées le midi. Qui pourra oublier mon invincibilité à Papayo ? Les petites excursions à Budapest et en Belgique nous ont permis de partager quelques bières, à minima, tout comme les soirées bar-pizza au Shamrock. Mon péché mignon de la thèse restera de prendre un malin plaisir à tenter (et réussir !) de tuer Micke chaque midi et à couler ses compagnies à 18xx. Merci à vous pour ces bons moments !

Plus au sud, où l'on précise régulièrement (tout le temps !) que le ciel est plus bleu qu'ailleurs, je remercie Fernando, Franziska, Eduardo, Laurent, Jean-Baptiste ainsi que tous les membres de l'équipe NANOMIR et le personnel de la salle blanche. Ces trois mois passés à vos côtés ont été intenses et riches : j'ai rarement autant entendu parlé de piscine, pastis ou barbecue mais aussi de gravure ionique réactive, de lithographie ou d'épitaxie. Merci pour votre expertise et pour ce cadre de travail agréable.

Je remercie Jean-Paul Hugonin pour toutes ses réponses (rapides serait un euphémisme) à mes interrogations relatives à RETICOLO.

Je remercie également tous mes amis : des relations amicales les plus anciennes aux nouvelles et comme promis, Jérémy décroche la palme des remerciements grâce à son expertise en accompagnement musical (le stream nous a sauvé et tu le sais) durant le confinement. Merci donc à Monsieur John Tac-Tac pour ses inspirations sonores qui ont déliées ma prose et données du rythme à mon récit.

Bien évidement, je remercie ma famille pour votre accompagnement durant toutes ces années

d'étude : ma grand-mère adorée, mes parents, ma soeur, Guillaume, ...

J'ai également passé du bon temps à l'ONERA avec l'équipe de foot de la section ASCO. Merci pour les parties de football et le plaisir pris sur le temps du midi à taper dans le ballon.

Trois belles années ont passé, c'était fun, Guingamp !

Table des matières

Remerciements **I**

Introduction générale **1**

I Développement d'un filtre spectral nanostructuré tout semi-conducteur pour l'infrarouge fondé sur la résonance de mode guidé **5**

1 Concepts pour le filtrage spectral infrarouge tout semi-conducteur **6**
1.1 Le rayonnement infrarouge . . . 7
1.2 La détection infrarouge . . . 8
1.3 Les filtres spectraux dans l'infrarouge . . . 10
1.3.1 Différentes familles de filtres . . . 10
1.3.2 Les filtres à base de résonance de mode guidé . . . 11
1.3.3 Études des modes guidés dans un guide d'onde asymétrique . . . 12
1.4 Les semi-conducteurs pour la plasmonique infrarouge . . . 14

2 Conception d'un filtre spectral GMR tout semi-conducteur **18**
2.1 Design d'une architecture GMR tout semi-conducteur . . . 19
2.2 Développement d'un procédé de fabrication d'un filtre spectral GMR . . . 22
2.2.1 Fabrication et caractérisation d'un empilement GaAs - GaSb - n^{++}-InAsSb 22
2.2.2 Fabrication du réseau de diffraction . . . 26

3 Caractérisations optiques d'un filtre spectral GMR tout semi-conducteur **32**
3.1 Caractérisation sous faisceau collimaté en incidence normale . . . 33
3.2 Caractérisations optiques résolues angulairement . . . 34
3.2.1 Développement d'un banc de caractérisation angulaire . . . 35
3.2.2 Détermination expérimentale des diagrammes de dispersion d'un GMR . . 37
3.3 Étude de la réponse spectrale d'un filtre spectral GMR à basse température . . . 40
3.3.1 Étude de la densité des porteurs libres en fonction de la température . . . 40
3.3.2 Réponse spectrale à basse température . . . 43
3.3.3 Étude des paramètres sur la réponse spectrale à basse température . . . 45

II Étude de la modulation de la longueur d'onde de résonance d'un filtre spectral GMR tout semi-conducteur par accordabilité électrique **49**

4 Concepts pour le filtrage spectral accordable **52**
4.1 Mécanismes pour le filtrage spectral accordable . . . 53
4.1.1 Accordabilité optique . . . 53
4.1.2 Accordabilité mécanique . . . 54
4.1.3 Accordabilité thermique . . . 55

4.1.4 Accordabilité à base d'autres mécanismes 56
4.1.5 Accordabilité électrique 56

5 Différentes approches pour l'accordabilité électrique d'un filtre spectral GMR tout semi-conducteur 61
5.1 Étude du déplacement des charges libres dans le réseau de diffraction 64
5.1.1 Une barrière pour les électrons 64
5.1.2 Déplacement des électrons dans le réseau de diffraction 65
5.2 Étude de la modulation de l'indice de réfraction dans le guide d'onde 69
5.2.1 Étude d'une jonction P-N dans le guide d'onde 69
5.2.2 Étude d'un empilement de puits quantiques 74

III Étude de l'intégration d'un photodétecteur de type T2SL dans un nano-résonateur tout semi-conducteur 80

6 État de l'art des photodétecteurs nanostructurés 81
6.1 Photodétecteurs nanostructurés pour le photovoltaïque 82
6.2 Photodétecteurs nanostructurés pour l'infrarouge 84

7 Concepts pour l'intégration d'un photodétecteur de type T2SL dans des nano-résonateurs 91
7.1 Présentation de la structure super-réseau 92
7.2 Conception de nano-résonateurs tout semi-conducteur intégrant un photodétecteur de type T2SL 95
7.2.1 Composant à résonance Fabry-Perot 97
7.2.2 Composant multi-résonant 1 99
7.2.3 Composant multi-résonant 2 102

Conclusion générale et perspectives 107

Liste des contributions scientifiques 112

Bibliographie 112

Acronymes 123

Résumé 124

Abstract 125

Introduction générale

Le contexte de ma thèse se situe dans le cadre de l'imagerie multispectrale infrarouge et traite notamment de la plasmonique. La plasmonique est un domaine de l'optique électromagnétique qui permet d'étudier et d'exploiter des ondes de surface existant à l'interface entre un métal et un diélectrique. Ces ondes peuvent notamment être concentrées sur de très petits volumes et permettent de nombreuses applications : photodétecteurs colorés, détecteurs compacts de molécules, sources optiques thermiques, ...

La détection infrarouge propose de nombreuses applications dans les domaines civils et militaires (vision nocturne, analyse de l'atmosphère, détection de gaz, ...) et nécessite aujourd'hui de développer des micro-composants optiques réalisant des fonctions novatrices indépendantes des détecteurs, du fait de la miniaturisation des caméras.

Les nanotechnologies permettent de manipuler la lumière à l'échelle de la longueur d'onde et les techniques de fabrication développées en salle blanche offrent la possibilité de structurer la matière sur des dimensions nanométriques et donc, de découvrir de nouvelles propriétés optiques. Les composants fondés sur les nano-technologies proposent des fonctionnalités optiques inédites (imagerie multispectrale, filtrage angulaire, ...) indépendantes des performances intrinsèques du capteur. Cette thèse aborde plus particulièrement la thématique du filtrage spectral à l'aide de structures sub-longueur d'onde.

On utilise généralement des matériaux métalliques pour la plasmonique. Dans ce travail, je propose d'explorer le potentiel offert par les semi-conducteurs fortement dopés dans le but de remplacer les métaux et ce, pour trois raisons.

La première raison provient du fait que le comportement plasmonique des semi-conducteurs dépend de la densité d'électrons présents et qu'il est ainsi possible de facilement modifier la réponse des structures, simplement en modifiant le dopage des matériaux. Pour chaque semi-conducteur étudié, on obtient donc, grâce au dopage, toute une gamme de nouveaux matériaux plasmoniques, avec l'espoir d'un meilleur contrôle du confinement de l'onde et des pertes optiques.

Les semi-conducteurs proposent également un autre avantage qui est le gain technologique lors de la fabrication des dispositifs complets. La plupart des dispositifs plasmoniques, même à base de métaux, comportent des couches de semi-conducteur, que ce soit en tant que diélectrique, simple substrat, ou bien dans le cadre d'une jonction PIN si on considère un détecteur infrarouge. Avec un matériau plasmonique également semi-conducteur, il serait possible de faire croître le dispositif entier en une seule étape, ce qui serait un gain de temps et de moyens considérable.

Pour finir, un autre intérêt d'utiliser des semi-conducteurs comme matériau plasmonique est la possibilité de modifier électriquement les propriétés optiques de nos structures. En effet, appliquer un champ électrique extérieur à un semi-conducteur modifie la répartition spatiale des

électrons de conduction, de façon similaire à un dopage inhomogène. En plus du dopage initial du matériau choisi, on dispose donc d'un levier supplémentaire pour contrôler la réponse de nos dispositifs : la différence de potentiel électrique qu'on lui applique.

Ma thèse s'est déroulée au sein d'une collaboration formée de deux partenaires : l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA) et l'Institut d'Electronique et des Systèmes (IES). Je suis le premier doctorant de cette nouvelle collaboration.

Le Département Optique et Techniques Associées de l'ONERA, et en particulier l'unité Concepts Innovants en Optronique, travaille depuis 2005 dans le domaine de la nanophotonique appliquée à l'optique et à la photodétection infrarouge. Le coeur de compétences "nano" est la conception et la caractérisation électro-optique de composants ayant des fonctionnalités telles que le filtrage spectral en transmission ou en absorption, le filtrage en polarisation, le développement de sources thermiques nanostructurées, de photodétecteurs résonant à haute température de fonctionnement, ... L'ONERA effectue la conception électromagnétique des nanostructures et la caractérisation électro-optique des composants.

Le second partenaire est l'IES, rattaché à l'Université de Montpellier et au CNRS, et plus spécifiquement le groupe "Composants à nanostructures pour Moyen Infra-Rouge" (nanoMIR). Le groupe nanoMIR est le spécialiste français de la croissance par épitaxie par jets moléculaires de semi-conducteurs III-V à base d'antimoine, Sb. Il est l'un des leaders mondiaux pour le développement de sources lasers allant du proche infrarouge (1,55 μm) au THz (au-delà de 20 μm) et de détecteurs infrarouges à base de super-réseau InAs/GaSb permettant de couvrir le moyen infrarouge. NanoMIR a donc développé depuis de nombreuses années des compétences dans la réalisation de composants opto-électroniques (laser à cascades quantiques, détecteur à super-réseaux) ou de dispositif pour les applications dans le moyen infrarouge (spectroscopie de gaz, plasmonique tout semi-conducteur). Ce second acteur permet notamment de réaliser la croissance des matériaux et les étapes de nano-fabrication des dispositifs avec la centrale de technologie de Montpellier (CTM).

Mon manuscrit de thèse se décompose en trois parties dans le but d'atteindre différents objectifs. L'objectif principal de ces travaux est de générer des détecteurs et/ou caméras pour de la mesure multi-spectrale dans l'infrarouge lointain (8-14 μm) qui soient plus rapides, mieux résolus, avec de plus hautes bandes passantes et plus intégrées que les technologies actuellement disponibles.

La première partie se décompose en trois chapitres et permet de présenter, dans un premier temps (Chapitre 1), les concepts relatifs au filtrage spectral infrarouge tout semi-conducteur (le rayonnement infrarouge, les principales méthodes de détection, les différents filtres spectraux, l'intérêt des semi-conducteurs pour la plasmonique infrarouge). Le deuxième chapitre présentera la conception théorique et la fabrication d'un filtre spectral nanostructuré tout semi-conducteur opérant dans le domaine du lointain infrarouge avant d'aborder les différentes caractérisations du composant obtenu (Chapitre 3).

La deuxième partie se décompose en deux chapitres et propose de parcourir différents matériaux et mécanismes qui permettent d'obtenir des métamatériaux actifs (Chapitre 4). Dans le Chapitre 5, je m'intéresserai à l'étude de la modification de la réponse optique d'un filtre spectral tout semi-conducteur par l'application d'une tension électrique. Pour ce faire, je présenterai les différentes stratégies envisagées et l'orientation technologique choisie.

Pour finir, la troisième partie (Chapitres 6 et 7) présentera l'étude de la possibilité d'intégrer un photodétecteur T2SL (filière InAs/GaSb) au sein d'un nano-résonateur tout semi-conducteur, après avoir présenté plusieurs exemples de photodétecteurs nanostructurés.

Première partie

Développement d'un filtre spectral nanostructuré tout semi-conducteur pour l'infrarouge fondé sur la résonance de mode guidé

1 Concepts pour le filtrage spectral infrarouge tout semi-conducteur

Ce premier chapitre a pour objectif de présenter les concepts relatifs au filtrage spectral infrarouge tout semi-conducteur. Mon travail s'inscrit dans le contexte de la détection infrarouge et je commencerai donc par discuter du rayonnement infrarouge. Je présenterai ensuite les principales méthodes de détection de ce rayonnement ainsi que les différents filtres spectraux existants puis je justifierai mon choix de l'étude de la résonance de mode guidé dans des structures plasmoniques pour le filtrage en transmission. Enfin, j'aborderai l'intérêt des semi-conducteurs pour la plasmonique infrarouge.

1.1 Le rayonnement infrarouge

La bande spectrale de l'infrarouge correspond à un large domaine du spectre électromagnétique et s'étend de $\lambda = 740$ nm à quelques dizaines de micromètres. L'origine de ce rayonnement infrarouge est principalement thermique.

Le rayonnement infrarouge est utilisé pour de nombreuses applications variées (militaires : vision nocturne, détection de cible, ... et civils : médical, astronomie, analyse de l'atmosphère, détection de gaz, ...) du fait de la grande largeur spectrale de cette bande. Quatre sous-bandes, correspondant aux bandes de transparence de l'atmosphère, permettent de subdiviser ce domaine spectral comme on peut l'observer en figure 1.1.

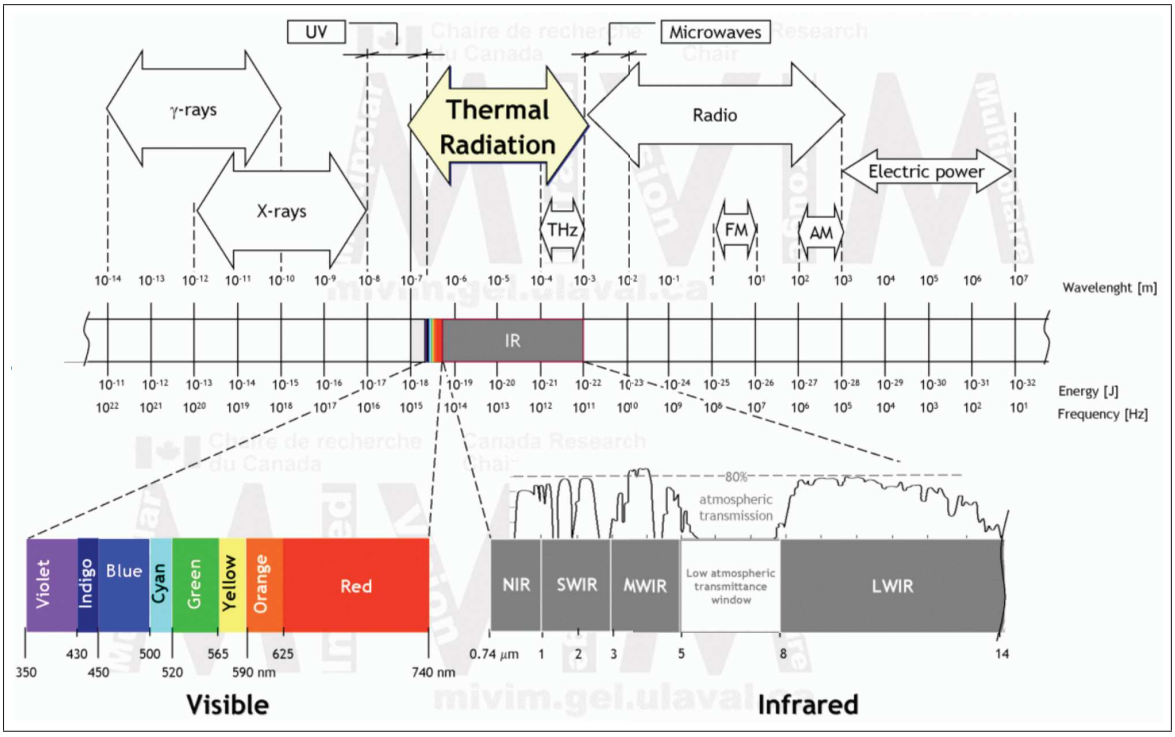

FIGURE 1.1 – Spectre électromagnétique, plus particulièrement dans l'infrarouge accompagné du diagramme de transmission au travers de l'atmosphère. (source : Université Laval)

— Le NIR, pour *Near InfraRed*, qui correspond à une petite fenêtre spectrale s'étendant de 0.74 à 1 μm.

— Bande I : *Short-Wave InfraRed* (SWIR). Cette zone, communément appelée le "proche infrarouge", s'étend de 1 à 3 μm. La télécommunication exploite notamment le proche infrarouge car les longueurs d'onde utilisées pour les fibres optiques sont $\lambda = 1,3$ μm et $\lambda = 1,55$ μm.

— Bande II : *Mid-Wave InfraRed* (MWIR). Cette zone, communément appelée le "moyen infrarouge", s'étend de 3 à 5 μm. On utilise notamment cette bande pour la spectroscopie moléculaire (du fait de l'absorption dans cette gamme de certaines liaisons chimiques [1]), permettant alors de repérer et d'identifier des gaz polluants ou toxiques. D'autres applications existent comme la détection d'espèces végétales [2] ou pour des thématiques liées à la défense : guidage et repérage de missiles et d'avions [3], [4].

— Bande III : *Long-Wave InfraRed* (LWIR). Cette zone, communément appelée le "lointain

infrarouge", s'étend de 8 à 14 μm. Les applications liées à cette gamme sont majoritairement médicales mais également aussi liées à la spectroscopie pour d'autres molécules [1].

Dans mes travaux, je me focalise sur la réalisation de composants opérant dans l'infrarouge lointain, soit en bande III, mais les techniques développées sont compatibles avec les autres bandes du domaine (à condition de travailler avec des matériaux adéquats notamment).

1.2 La détection infrarouge

Un détecteur infrarouge absorbe le rayonnement puis produit un signal proportionnel à l'éclairement infrarouge incident. Bien que la détection infrarouge soit composée de nombreuses familles [5], il existe deux grandes catégories de détecteurs infrarouges : les détecteurs photo-électriques (que l'on appelle aussi détecteurs quantiques) et les détecteurs thermiques.

Les détecteurs quantiques utilisent des semi-conducteurs dans le but de permettre l'absorption des photons d'énergie supérieure à celle de la bande interdite du semi-conducteur pour libérer des charges. Pour l'infrarouge, on utilise par exemple les alliages HgCdTe (de 1 à 12 μm), de l'InSb (de 1 à 5,3 μm) et des empilements d'InAs et de GaSb (ces derniers font référence aux photodétecteurs T2SL, *Type-II superlattice* en anglais, que nous aborderons plus tard). Ces matériaux présentent un fort courant d'obscurité que l'on parvient à amoindrir en travaillant à basse température (autour de 80 K, la température de l'azote liquide). Ces détecteurs sont très performants mais coûteux.

Pour les détecteurs thermiques, l'absorption des photons incidents conduit à l'échauffement d'un matériau, traduit par un changement de signal électrique après la variation d'une grandeur physique. Les bolomètres sont les plus utilisés et utilisent une membrane suspendue pour absorber les photons dans le but de chauffer le matériau et de modifier sa résistivité électrique. Ces détecteurs sont moins performants (sensibilité plus faible, temps de réponse plus faible) que les détecteurs quantiques mais nettement moins chers à fabriquer et ont une plus longue autonomie (température de fonctionnement proche de la température ambiante [6]). De plus, ils présentent l'avantage d'être moins limités spectralement que les détecteurs quantiques, notamment dans le très lointain infrarouge.

Une caméra infrarouge se compose d'un détecteur, d'un système optique imageur et d'une électronique de traitement (pour les détecteurs quantiques s'ajoute une machine à froid). Lorsque l'on souhaite détecter plusieurs bandes spectrales, on utilise une caméra multi-spectrale (ou spectro-imageur) capable de réaliser les fonctions d'imagerie et de spectrométrie. L'ONERA a déjà travaillé sur cette thématique avec par exemple le spectromètre MICROSPOC [7] ou encore le spectro-imageur CAHYD [8] qui sont des spectromètres à transformée de Fourrier.

Il existe plusieurs approches pour réaliser de la spectro-imagerie. Le système le plus simple utilise une roue à filtre (Figure 1.2) tournant devant une matrice plan-focal dont acquisition d'image et rotation de la roue se doivent d'être bien synchronisées. Néanmoins la taille de la roue limite le nombre de filtres spectraux et le mouvement mécanique de la roue limite la fréquence d'acquisition.

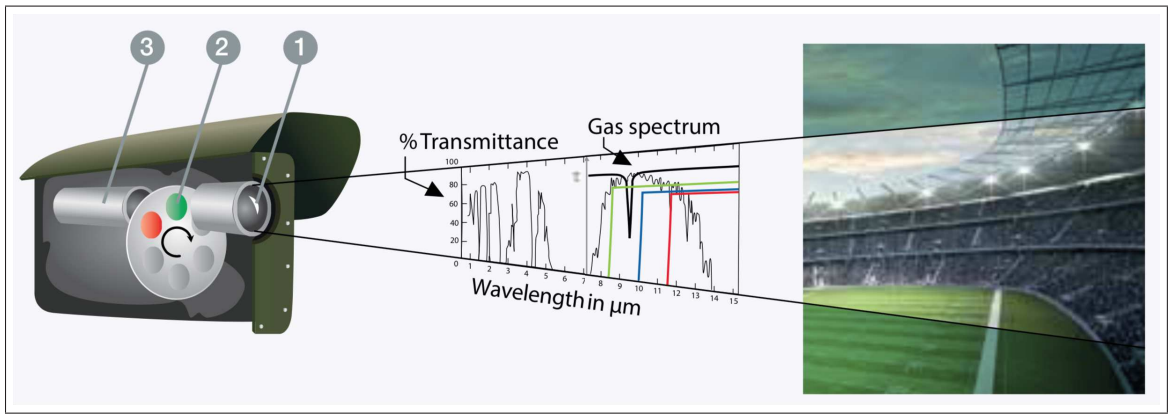

FIGURE 1.2 – Imageur multispectral « Second Sight » commercialisé par Bertin Technologies. Il est composé d'un objectif (1), d'une roue à filtres (2) et d'une matrice plan-focal (3). (Source : www.bertin-instruments.fr)

Ce type de dispositif est efficace spectralement et spatialement mais limité pour l'observation de scènes non statiques. Le besoin se reporte alors sur une technique d'imagerie spectrale instantanée dont les résolutions spectrales ou spatiales sont alors plus faibles.

On répertorie deux catégories d'imageurs multi-spectraux à prise de vue instantanée selon que la division spectrale du front d'onde induit ou non un phénomène de parallaxe. En premier lieu, les imageurs multi-voies qui séparent le front d'onde en plusieurs voies colorées indépendantes. Plusieurs imagettes de différentes couleurs sont alors obtenues sur le plan focal du détecteur. L'imageur MULTICAM [9], [10] a été développé à l'ONERA et permet d'obtenir une image multi-spectrale en temps réel dans le moyen infrarouge. Il utilise une mosaïque de filtres placés devant un empilement de trois matrices de micro-lentilles et est présenté en figure 1.3.

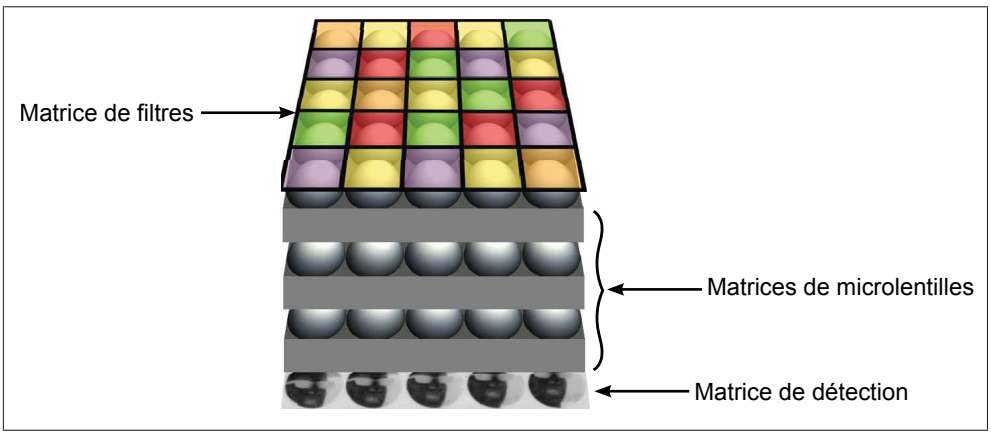

FIGURE 1.3 – Architecture optique du spectro-imageur multi-voies infrarouge MULTICAM.

Pour la seconde catégorie d'imageurs multi-spectraux à prise de vue instantanée, il s'agit des imageurs à pixels colorés qui utilisent des matrices de pixels de détection sensibles à différentes gammes de longueur d'onde [11], comme dans le visible (rouge, vert, bleu).

Les progrès en matière de détection infrarouge ont longtemps reposé sur l'étude des matériaux ou sur l'amélioration de l'architecture des capteurs. La communauté scientifique se focalise également sur le développement de nouveaux composants optiques, comme les filtres spectraux, afin de les intégrer à la matrice de détection. Ceci répond à la miniaturisation des caméras et donc au besoin de développer des microcomposants optiques réalisant des fonctions novatrices

indépendantes des détecteurs.

1.3 Les filtres spectraux dans l'infrarouge

1.3.1 Différentes familles de filtres

Il existe de nombreux concepts de filtres spectraux infrarouge comme par exemple les filtres accordables qui utilisent l'effet acousto-optique pour diffracter la lumière par le biais d'une cellule piézo-électrique et d'un changement local de l'indice de réfraction du cristal [12]. On peut également mentionner les filtres accordables à base de cristaux liquides [13], [14]. Les cristaux liquides peuvent être utilisés en guise de lame à retard variable permettant de moduler la polarisation de la lumière ou encore pour moduler la réponse optique du dispositif comme nous l'aborderons plus tard.

Une autre famille est celle des filtres interférentiels où l'on trouve les filtres de type Fabry-Perot ou à base de réseau de Bragg qui reposent sur le principe d'interférences à ondes multiples. En fonction des applications, on peut utiliser les miroirs de Bragg qui proposent des larges bandes de filtrage ou les Fabry-Perot pour leurs fines résonances et leurs très bons facteurs de qualité [15], [16].

La fabrication de ces différents filtres est coûteuse (beaucoup d'étapes technologiques) et l'assemblage de plusieurs filtres compliqué. Ces inconvénients technologiques augmentent leur coût et limitent donc leur utilisation malgré leurs bonnes performances.

Il existe également les filtres à base de réseaux sub-longueur d'onde du fait des techniques de lithographie qui permettent de créer des composants aux structurations nanométriques. Ils exploitent par exemple les plasmons de surface qui correspondent à l'excitation par la lumière incidente polarisée TM d'un mode d'oscillation collectif d'électrons libres à l'interface d'un métal et d'un diélectrique.

De nombreux concepts ont été proposés comme par exemple les filtres à résonance de mode guidé [17], les filtres plasmoniques [18] ou encore les filtres à surfaces sélectives en fréquence [19].

Les propriétés de ces filtres sont gouvernées par des mécanismes de résonance et peuvent être conçues en choisissant les propriétés des matériaux (diélectrique, métal) et leur géométrie. On peut ensuite ajuster la longueur d'onde de la résonance (en modifiant les géométries), la forme spectrale, la dépendance angulaire, la dépendance à la polarisation, ...

Ces composants sont donc particulièrement adaptés pour la réalisation de mosaïques de filtres à grande surface pour les caméras multispectrales en temps réel dans l'infrarouge moyen [9], [18]. Cependant, ce type de caméra nécessite un système optique très spécifique, en l'occurrence une architecture multi-voies. Ainsi, la tendance actuelle est à l'intégration du filtre directement sur le pixel de détection afin de simplifier le système d'imagerie.

Bierret *et al.* ont démontré théoriquement [20] que les filtres GMR (*guided mode resonance* en anglais) métallo-diélectriques sont de bons candidats à cette intégration. Néanmoins, l'intégration de composants métallo-diélectriques directement sur un pixel de détection infrarouge nécessite un processus technologique supplémentaire qui peut ne pas être compatible avec le processus de fabrication des détecteurs, notamment en raison des matériaux utilisés et de la compatibilité entre les métaux et les semi-conducteurs.

1.3.2 Les filtres à base de résonance de mode guidé

Les architectures de filtres GMR se composent d'un guide d'onde, siège de la résonance, et d'un réseau de diffraction permettant le couplage entre des ondes planes de l'espace libre et un mode guidé grâce aux ordres ± 1 diffractés par le réseau dans la couche mince (figure 1.4). De telles architectures présentent des fonctionnalités de filtrage passe-bande [21] ou coupe-bande [22], selon les matériaux et les géométries.

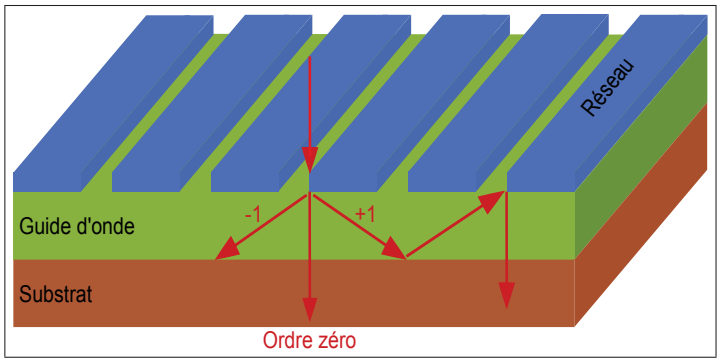

FIGURE 1.4 – Principe des filtres à résonance de mode guidé : les ordres diffractés par le réseau de diffraction se couplent avec les modes propres d'un guide d'onde. L'ordre zéro est transmis dans l'espace libre et la longueur d'onde de résonance est principalement liée à la période du réseau.

De nombreuses structures permettent d'observer une résonance GMR. La première fut proposée au début des année 1990 par Magnusson et Wang [17] : elle est entièrement constituée de diélectriques et fonctionne en transmission. Cette structure est constituée d'une unique couche dotée d'un réseau qui fait également office de guide d'onde.

Par la suite, les différentes études menées ont conduit à séparer le réseau et le guide d'onde en deux couches distinctes dans le but d'améliorer la réjection du filtre et permettre une plus grande liberté sur les propriétés de la résonance [23], [24].

Ces structures sont généralement composées intégralement de matériaux diélectriques où les facteurs de qualité sont élevés et les pertes faibles [25]. Dans la référence [26], les auteurs ont proposé l'utilisation d'un réseau métallique dans le but d'élargir la bande passante, mais l'utilisation d'un métal entraine des pertes et la transmission à la longueur d'onde de résonance n'atteint pas 100 %.

Du fait de la nature diffractive du réseau de couplage, les composants GMR sont sensibles à l'angle d'incidence de la lumière : pour une incidence non nulle, deux résonances sont produites (symétrique et antisymétrique) à des longueurs d'onde différentes alors que l'on n'observe qu'une seule résonance en incidence normale. Ces structures sont étudiées avec intérêt par la communauté notamment pour leurs propriétés spectrales comme le taux de réjection, ou la symétrie des pics.

Comme mentionné précédemment, les filtres GMR sont habituellement constitués d'un guide d'onde en diélectrique et d'un réseau en diélectrique ou en métal. L'ONERA a déjà réalisé des structures dont le réseau est en métal ([20], [26]) qui permettent notamment d'obtenir des résonances avec des taux de transmission supérieurs à 70 %. De plus, en dehors de la résonance, le filtrage est très bien effectué car le matériau du réseau est un miroir.

Lorsque nous souhaitons déposer ce type de composant sur un pixel de détection (ce qui

permet la réalisation de « pixels colorés »), la technologie devient complexe (diffusion d'espèces, dépôt en face arrière après hybridation, ...). En effet, nous sommes alors dans l'obligation de réaliser un pixel de détection par croissance épitaxiale, puis de déposer le filtre avec un autre procédé. Dans mes travaux, je propose d'utiliser des semi-conducteurs pour simplifier le procédé de fabrication et permettre une intégration monolithique du filtre au détecteur.

1.3.3 Études des modes guidés dans un guide d'onde asymétrique

Au sein de mes travaux, je considère un composant GMR constitué de trois couches : le réseau de diffraction (en métal ou matériau équivalent), le guide d'onde et le substrat. Je m'intéresse aux modes guidés suite à la diffraction de l'onde incidente par le réseau.

Dans le but de faciliter la conception du composant GMR, je cherche à déterminer le mode fondamental qui se propage dans le guide d'onde afin de déterminer l'angle de propagation θ du mode guidé puis la période du réseau de diffraction.

Pour ce faire, je présente une méthode de calcul des modes guidés et je considère ici que le réseau de diffraction est remplacé par une couche continue. Le guide d'onde étudié est asymétrique et se compose de trois couches :

— le revêtement d'indice n_c (pour *cover* en anglais)
— le coeur d'indice n_f (pour *film* en anglais) et d'épaisseur h
— un substrat d'indice n_s (pour *substrate* en anglais)

L'onde guidée se propage selon z (figure 1.5) et les indices n_c, n_f et n_s sont uniformes. Le profil d'indice selon x du guide n'est pas continu et présente des sauts. La figure 1.5 présente la structure étudiée :

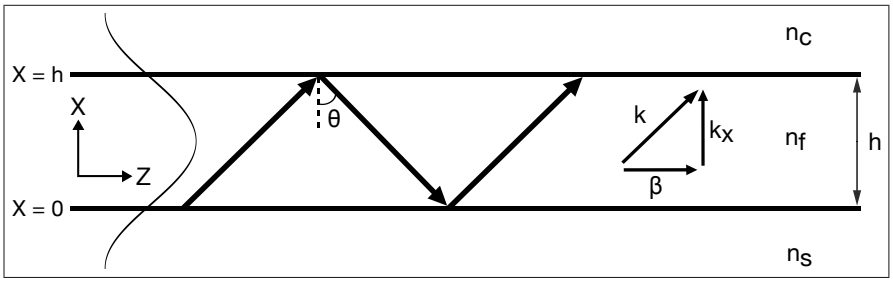

FIGURE 1.5 – Guide d'onde plan asymétrique à sauts d'indice. θ représente l'angle de propagation du mode guidé, $\overrightarrow{k}$ son vecteur d'onde (k_c dans le revêtement, k_f dans le coeur et k_s dans le substrat) avec k_x et β les composantes transversale et axiale. β est aussi la constante de propagation du guide d'onde.

Selon [27] , on définit plusieurs coefficients d'atténuation γ_i et constantes de propagation k_i dans les différents milieux, dans le cas où le mode est guidé :

$$k_c^2 = n_c^2 k^2 - \beta^2 = -\gamma_c^2 \ , \tag{1.1}$$

$$k_f^2 = n_f^2 k^2 - \beta^2 \ , \tag{1.2}$$

$$k_s^2 = n_s^2 k^2 - \beta^2 = -\gamma_s^2 \ , \tag{1.3}$$

Les champs électrique $\overrightarrow{E}$ et magnétiques $\overrightarrow{H}$ sont définis par :

$$\overrightarrow{E} = [E_x(x)\overrightarrow{x} + E_y(x)\overrightarrow{y} + E_z(x)\overrightarrow{z})]exp(-j\beta z) \tag{1.4}$$

et

$$\overrightarrow{H} = [H_x(x)\overrightarrow{x} + H_y(x)\overrightarrow{y} + H_z(x)\overrightarrow{z})]exp(-j\beta z) \tag{1.5}$$

et sont solutions de l'équation d'Helmholtz :

$$\frac{d^2\overrightarrow{U}}{dx^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2)\overrightarrow{U} = 0 \tag{1.6}$$

En polarisation transverse électrique ($\overrightarrow{E} = E_y\overrightarrow{y}$), on a pour les modes guidés :

$$E_y = cos(k_f h - \phi_s)exp[-\gamma_c(x-h)] \ , \ pour \ h < x \ , \tag{1.7}$$

$$E_y = cos(k_f x - \phi_s) \ , \ pour \ 0 < x < h \ , \tag{1.8}$$

$$E_y = cos(\phi_s)exp[\gamma_s(x)] \ , \ pour \ x < 0 \ , \tag{1.9}$$

avec

$$tan(\phi_s) = \gamma_s / k_f \tag{1.10}$$

En polarisation transverse magnétique ($\overrightarrow{H} = H_y\overrightarrow{y}$), on a :

$$H_y = cos(k_f h - \phi_s)exp[-\gamma_c(x-h)] \ , \ pour \ h < x \ , \tag{1.11}$$

$$H_y = cos(k_f x - \phi_s) \ , \ pour \ 0 < x < h \ , \tag{1.12}$$

$$H_y = cos(\phi_s)exp[\gamma_s(x)] \ , \ pour \ x < 0 \ , \tag{1.13}$$

avec dans ce cas :

$$tan(\phi_s) = (n_f/n_s)^2 \gamma_s / k_f \tag{1.14}$$

Selon [27], on a les égalités :

$$tan(k_{fx}h) = \frac{\frac{\gamma_s}{k_{fx}} + \frac{\gamma_c}{k_{fx}}}{1 - \frac{\gamma_s}{k_{fx}}\frac{\gamma_c}{k_{fx}}} \ pour \ les \ modes \ TE \tag{1.15}$$

et

$$tan(k_{fx}h) = \frac{\frac{n_f^2}{n_s^2}\frac{\gamma_s}{k_{fx}} + \frac{n_f^2}{n_c^2}\frac{\gamma_c}{k_{fx}}}{1 - \frac{n_f^4}{n_s^2 n_c^2}\frac{\gamma_c \gamma_s}{k_{fx}^2}} \ pour \ les \ modes \ TM \tag{1.16}$$

Selon la polarisation du mode guidé que l'on étudie, on peut tracer chaque membre de l'équation en fonction de β qui est lié à l'indice effectif du mode, n_{eff}, par la relation :

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k} \tag{1.17}$$

Les intersections des différentes courbes nous permettent donc de déterminer les indices effectifs des différents modes guidés.

Considérons un exemple numérique. On prend $n_c = 3,3$, $n_f = 3,77$, $n_s = 3,27$ (qui correspondent aux indices de réfraction des matériaux semi-conducteurs que j'étudie : InAsSb, GaSb et GaAs), $h = 1,5\ \mu m$ et on se place dans le cas de figure où la polarisation est transverse magnétique. Pour une longueur d'onde $\lambda = 13\ \mu m$, l'intersection des deux courbes relatives aux deux membres de l'équation 1.16 nous permet d'obtenir une valeur de $\beta = 1{,}639788\ \mu m^{-1}$, soit un indice effectif du mode guidé de $n_{eff} = 3,39$.

Une fois que l'on connait la valeur de β, on peut alors déterminer l'angle de propagation du mode guidé avec la relation :

$$\beta = (n_f 2\pi/\lambda) sin\theta \tag{1.18}$$

On trouve alors une valeur de $\theta = 64,15°$.

La valeur de l'angle θ nous permet alors grâce à la loi des réseaux de diffraction de trouver la période $p = \frac{\lambda}{n_f sin\theta}$ du réseau dans le cas où la couche supérieure n'est plus continue. On trouve une valeur de $p = 3,56\ \mu m$ pour le réseau de diffraction. À partir de cette valeur, on procède alors à des optimisations numériques.

1.4 Les semi-conducteurs pour la plasmonique infrarouge

Les matériaux les plus courants pour la plasmonique sont les métaux (or, argent) car la partie réelle de leur permittivité est négative. Néanmoins, la partie imaginaire de leur permittivité est élevée et est donc synonyme de pertes. Les pertes sont faibles dans l'argent mais celui-ci s'oxyde très facilement et ces deux métaux sont incompatibles avec la technologie de fabrication CMOS (*Complementary Metal Oxide Semi-conductor*). De plus, la fréquence plasma (la fréquence en dessous de laquelle le comportement métallique se révèle) de ces matériaux est fixe et empêche donc une accordabilité des propriétés optiques.

Dans le but de proposer une alternative aux métaux pour la plasmonique, il est possible d'utiliser des matériaux semi-conducteurs. L'utilisation des semi-conducteurs pour la plasmonique est récente mais la communauté scientifique bénéficie de nombreuses décennies de recherche sur les technologies liées à ces matériaux (techniques de croissance, procédé de nanofabrication, ...) grâce notamment au développement de l'industrie microélectronique.

Ces matériaux se comportent comme des diélectriques à hautes fréquences mais la partie réelle de la fonction diélectrique peut être négative dans le proche infrarouge [28]. On peut également atteindre notre gamme spectrale d'intérêt avec les semi-conducteur en augmentant la densité de porteurs libres mais la limite repose sur le taux de dopage maximum. De plus, la largeur de la bande interdite et la fréquence plasma du semi-conducteur doivent être plus grandes que la gamme spectrale visée pour que le matériau soit considéré comme un matériau à faibles pertes. Plus la bande interdite est élevée, plus les pertes par transitions inter-bandes sont limitées.

Plusieurs oxydes comme l'oxyde d'indium-étain (ITO), l'oxyde d'aluminium-zinc (AZO) et l'oxyde gallium-zinc (GZO) sont considérés comme intéressants pour la plasmonique infrarouge [29]. En effet, ces semi-conducteurs d'oxyde sont capables d'être fortement dopés [30] et présentent alors des propriétés optiques de type métallique dans le proche infrarouge. Ils offrent donc un très bon potentiel applicatif pour la nanophotonique [31], [32]. Néanmoins, l'optimisation de leur fabrication est difficile et le contrôle des propriétés optiques (qui se dégradent pour de forts taux de dopage) également [33].

Outre les semi-conducteurs d'oxyde, une autre famille est prometteuse pour une plasmonique infrarouge : les semi-conducteurs III-V. Leur croissance est très bien maîtrisée et le contrôle de leur taux de dopage permet de nombreuses applications dans l'infrarouge [34]. Depuis plusieurs années maintenant, l'IES exploite les propriétés des semi-conducteurs III-V comme le GaSb, l'InAs ou encore l'InSb pour la plasmonique [35], [36], [37].

Dans le cadre de mon travail de thèse, j'utilise les semi-conducteurs fortement dopés, qui présentent un comportement métallique et permettent donc des études de plasmonique [38], [39].

Plus précisément, je me focalise sur l'InAs et le GaSb. L'InAs possède une faible bande interdite (Eg=0,35eV) et une grande mobilité électronique. Ce matériau est souvent utilisé pour des applications dans le domaine de l'optoélectronique infrarouge : photodétecteurs [40], diodes tunnels [41]. Lorsqu'il est fortement dopé, l'InAs adopte un comportement métallique dont la longueur d'onde plasma écrantée peut atteindre le moyen infrarouge notamment car sa masse effective est faible (m*=0,026m_o) [42] . Il présente l'avantage d'une forte limite de solubilité du silicium lui permettant ainsi d'atteindre des densités de charges libres d'environ $1e20\ cm^{-3}$.

J'utilise également du GaSb, qui présente l'avantage d'être transparent dans le LWIR, ma gamme d'étude de l'infrarouge. Le GaSb est aussi un substrat de choix pour les applications photoniques du moyen infrarouge. Incorporer un peu de Sb dans l'InAs permet d'accorder son paramètre de maille à celui du GaSb ce qui permet d'envisager des épitaxies épaisses sans génération de défaut. La qualité cristalline est alors améliorée et nous aborderons davantage ce point lors de la présentation de la fabrication du composant.

Les semi-conducteurs fortement dopés représentent donc une alternative pour remplacer les métaux car leur fréquence plasma écrantée peut être contrôlée par l'injection de porteurs libres. La fréquence plasma est la fréquence pour laquelle le comportement métallique du matériau se révèle tandis que la fréquence plasma écrantée correspond à une fréquence plasma artificielle, modifiée du matériau du fait de l'injection de porteurs de charge électrique mobiles. Il y a alors un réarrangement partiel des porteurs au sein du matériau.

Les applications les plus avancées utilisant des semi-conducteurs fortement dopés sont liées aux dispositifs actifs [43] et à la biodétection [44]. Ces matériaux sont également les mieux adaptés pour exploiter les propriétés ENZ [45] ou réaliser des matériaux hyperboliques [46] dans la gamme de l'infrarouge. Un récente revue de T. Taliercio et P. Biagioni sur les semi-conducteurs et la plasmonique infrarouge [47] permet d'approfondir cette thématique.

Comparaison entre un métal et un semi-conducteur fortement dopé pour le réseau de diffraction d'un filtre spectral GMR

Dans le but de dimensionner le filtre spectral GMR, j'ai besoin de déterminer les paramètres géométriques et optiques du composant. Pour ce faire, j'ai besoin de connaître la permittivité des matériaux impliqués et je souhaite utiliser un semi-conducteur fortement dopé au lieu de l'or (même si l'or est toujours le matériau prédominant pour de nombreuses applications en plasmonique, il possède quelques limites comme notamment sa faible compatibilité avec les procédés de fabrication de l'industrie microélectronique). Pour ces deux matériaux, j'utilise alors le modèle de Drude pour calculer la permittivité :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}) \tag{1.19}$$

avec ϵ_∞, γ and ω_p qui correspondent respectivement à la permittivité à fréquence infinie,

l'inverse du temps de relaxation des électrons « libres » et la pulsation plasma écrantée du matériau. Pour les semi-conducteurs fortement dopés, la pulsation plasma écrantée est définie par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_\infty \epsilon_o m_{eff}}} \tag{1.20}$$

avec m_{eff}, la masse effective des électrons et N, le taux de dopage (en assumant le fait que tous les dopants sont totalement ionisés). En dopant un semi-conducteur, on peut alors moduler la pulsation plasma écrantée.

Pour l'or, les paramètres sont tirés de [48] : $\epsilon_\infty = 1, \omega_p = 1,1853e16\ rad.s^{-1}$ et $\gamma = 7,2925e13\ rad.s^{-1}$. Pour n-InAsSb, j'utilise $\epsilon_\infty = 10,4$, $\gamma = 1e13\ rad.s^{-1}$ [49] et la pulsation plasma écrantée ω_p est déterminée expérimentalement en mesurant le mode de Brewster en fonction du taux de dopage [37] : nous avons $\omega_p = 4,4721e14\ rad.s^{-1}$ pour un niveau de dopage de $N = 1e20\ cm^{-3}$ et $\omega_p = 3,5847e14\ rad.s^{-1}$ pour $N = 5,5e19\ cm^{-3}$. Dans la littérature, il est compliqué de trouver des informations sur la variation de la masse effective des électrons pour un semi-conducteur fortement dopé.

Je représente en figure 1.6 le calcul des parties réelles et imaginaires de la permittivité pour un métal (Au) et pour un semi-conducteur fortement dopé (n^{++}-InAsSb avec $N = 5,5e19\ cm^{-3}$) en fonction de la longueur d'onde. Avec la ligne verticale en pointillé, je souligne la longueur d'onde critique, $\lambda_p = 5,18\ \mu m$, à laquelle la partie réelle de n^{++}-InAsSb est nulle. Pour des longueurs d'onde plus élevées, sa valeur est négative et donc ce matériau peut remplacer les métaux dans le lointain infrarouge. Cette condition sur la partie réelle de la permittivité est remplie pour $\lambda > 8\ \mu m$ à condition que $N > 2e19 cm^{-3}$ [37].

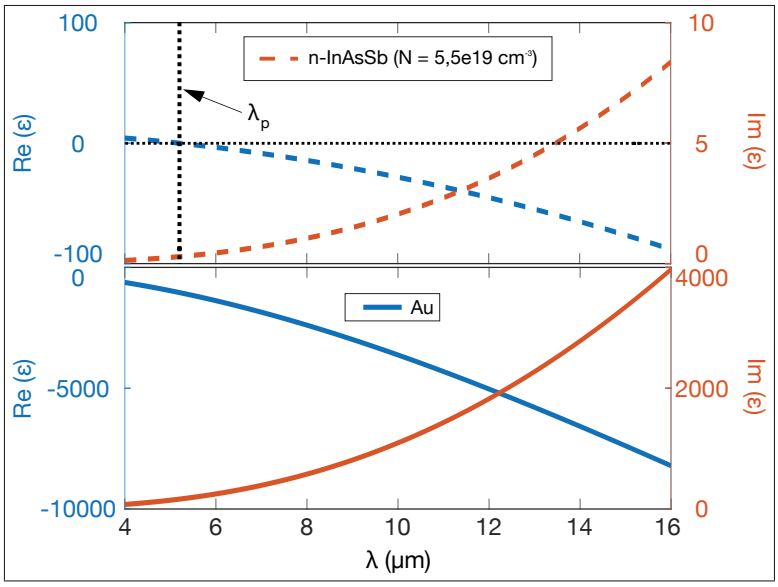

FIGURE 1.6 – Parties réelles et imaginaires calculées de la permittivité pour l'or et pour un semi-conducteur fortement dopé (n^{++}-InAsSb avec $N = 5,5e19\ cm^{-3}$).

La figure 1.6 souligne également le fait que pour le domaine de l'infrarouge, les parties réelles et imaginaires de la permittivité de l'or sont différentes du n^{++}-InAsSb (pour $\lambda = 13\ \mu m$, on a $\mathrm{Im}(\epsilon_{Au})$ = 2257, $\mathrm{Im}(\epsilon_{InAsSb})$ = 4,463, $\mathrm{Re}(\epsilon_{Au})$ = -5765, and $\mathrm{Re}(\epsilon_{InAsSb})$ = -54,44), ce qui a des conséquences sur le confinement plasmonique et la longueur de propagation [50, 51]. Pour cette longueur d'onde de travail, l'or aura une grande longueur de propagation (de l'ordre du

cm) et un faible confinement plasmonique tandis que n^{++}-InAsSb aura une courte longueur de propagation (de l'ordre du mm) et un fort confinement plasmonique [51, 52].

Un fort confinement du champ électromagnétique se traduit par une plus forte absorption de ce champ par le métal et donc par une faible propagation. La partie imaginaire du vecteur d'onde du plasmon de surface k_{sp} détermine la longueur de propagation. Il s'agit de la distance jusqu'à laquelle les plasmons de surface peuvent se déplacer le long d'une surface.

J'ai calculé la profondeur de pénétration qui correspond à la distance jusqu'à laquelle une onde peut pénétrer dans un matériau. Elle est définit par la relation :

$$\delta_p = \frac{1}{\alpha} \tag{1.21}$$

avec α la constante d'atténuation, qui s'exprime par :

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} Im(n) \tag{1.22}$$

Pour une longueur d'onde $\lambda = 13\ \mu m$, $\delta_p = 44$ nm pour l'or et $\delta_p = 979$ nm pour n^{++}-InAsSb avec $N = 5,5e19\ cm^{-3}$. Enfin, la faible partie imaginaire de la permittivité du semi-conducteur fortement dopé par rapport à l'or signifie des pertes moindres, ce qui s'explique en partie par une densité de porteurs réduite.

Au sein de précédents travaux de thèse réalisés à l'IES sous la direction de T. Taliercio ([53], [54]), le potentiel offert par l'InAsSb fortement dopé et le GaSb pour réaliser de la plasmonique infrarouge a été étudié. Ces travaux ont notamment permis de créer des dispositifs plasmoniques tout semi-conducteur pour une utilisation comme transducteur de biocapteurs.

Ce premier chapitre nous a donc permis de situer le cadre de l'étude. Nous avons dans un premier temps décrit les différentes bandes de l'infrarouge. Nous avons ensuite abordé les différentes filières de détection de ce domaine spectrale pour nous focaliser sur les filtres spectraux nanostructurés. Le choix du mécanisme de résonance GMR a également été justifié et j'ai présenté une méthode de calcul des modes guidés dans le but de déterminer la période du réseau de diffraction.

Pour finir, l'apport des semi-conducteurs a été abordé, notamment par l'étude de la possibilité d'utiliser un semi-conducteur fortement dopé au lieu d'un métal, matériau usuellement utilisé pour le réseau de diffraction des composants à résonance GMR. Le chapitre suivant présente la conception (design et fabrication) d'un filtre spectral couplant semi-conducteurs et mécanisme de résonance de mode guidé.

2 Conception d'un filtre spectral GMR tout semi-conducteur

L'objectif de ce chapitre est, dans un premier temps, de calculer la réponse en transmission dans le lointain infrarouge (LWIR) d'un filtre spectral GMR tout semi-conducteur. Avec ce type d'architecture, on s'attend à un bon fonctionnement en transmission et à une d'intégration facile.

Après la présentation d'une architecture fonctionnelle, je décris le développement de la fabrication du filtre spectral GMR avec les principales étapes : fabrication et caractérisation d'un empilement GaAs - GaSb - n^{++}-InAsSb ainsi que la réalisation du réseau de diffraction grâce à une étape de lithographie puis de gravure.

2.1 Design d'une architecture GMR tout semi-conducteur

J'ai défini une structure GMR qui consiste en un substrat de GaAs sur lequel est déposé un guide d'onde en GaSb et un réseau de n^{++}-InAsSb de période p. On choisit le GaAs car l'indice du substrat doit être plus faible que celui du guide d'onde. Ce dernier, en GaSb, est tout à fait adapté car il absorbe peu dans le LWIR. Enfin, l'InAsSb est optimal pour travailler dans cette gamme de longueur d'onde car la masse effective des électrons est faible (elle augmente lorsque le dopage est élevé [55]) et la solubilité limite des dopants est très élevée [56]. La structure est représentée en figure 2.1 :

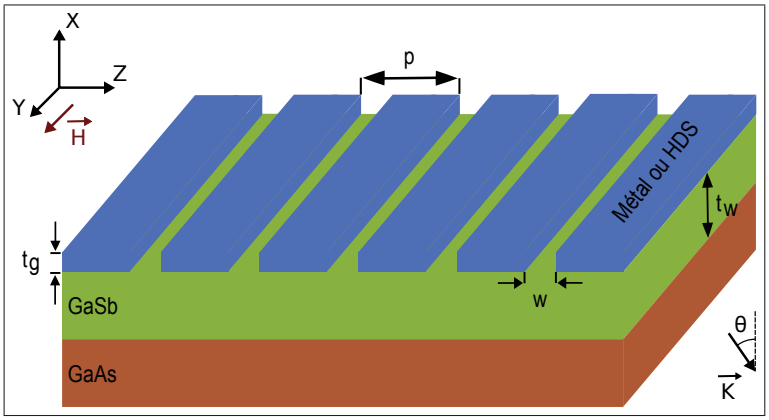

FIGURE 2.1 – Filtre GMR composé d'un substrat en GaAs, d'un guide d'onde en GaSb et d'un réseau en or ou en semi-conducteur fortement dopé.

Mon objectif est de réaliser un filtre opérant dans la gamme du lointain infrarouge et je peux considérer un réseau à une ou deux dimensions mais pour une question de rapidité des calculs j'ai considéré un réseau 1D. Dans ce cas, le réseau sélectionne les ondes polarisées TM qui sont transmises, à travers les fentes, au guide d'onde. Les ondes polarisées TE sont presque totalement réfléchies.

Dans le but de démontrer qu'un réseau métallique peut être remplacé par un réseau en semi-conducteur fortement dopé, j'ai modélisé la réponse électromagnétique de ces structures GMR.

Il existe de nombreuses méthodes pour calculer l'interaction d'un champ électromagnétique avec une structure : la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [57], la méthode des éléments finis (FEM) [58] ou encore la méthode *Rigourously Coupled Wave Analysis* (RCWA) [59].

J'ai utilisé la méthode RCWA par le biais du logiciel RETICOLO [60]. Cette méthode utilise un calcul modal en calcul fréquentiel et découpe la structure en différentes couches. Au sein de chaque couche, une transformée de Fourier de l'indice de la couche et le théorème de Floquet permettent de calculer les modes propres supportés dans la couche (des ondes de Bloch), décomposés dans une base de Fourier. RETICOLO utilise des matrices S (*Scattering Matrix*) pour relier les modes entre chaque couche et calculer leurs amplitudes.

La figure 2.2 montre les spectres de transmission calculés à l'ordre zéro sous incidence normale et sous polarisation TM pour trois réseaux différents : or, n^{++}-InAsSb avec $N = 1e20\ cm^{-3}$ et avec $N = 5,5e19\ cm^{-3}$.

Les paramètres géométriques sont optimisés pour chaque réseau pour obtenir le pic de transmission maximale dans l'infrarouge lointain (8-14 μm). Les paramètres géométriques sont pré-

sentés en table 2.1 avec la période p, la largeur des fentes w, l'épaisseur du réseau t_g et l'épaisseur du guide d'onde t_w.

Pour considérer un composant avec et sans traitement antireflet sur la face inférieure du substrat en GaAs, les spectres de transmission sont calculés dans le substrat, figure 2.2(a), et dans l'air, figure 2.2(b). La différence d'intensité de transmission est due à la réflexion de Fresnel et est cohérente avec les résultats expérimentaux présentés ultérieurement.

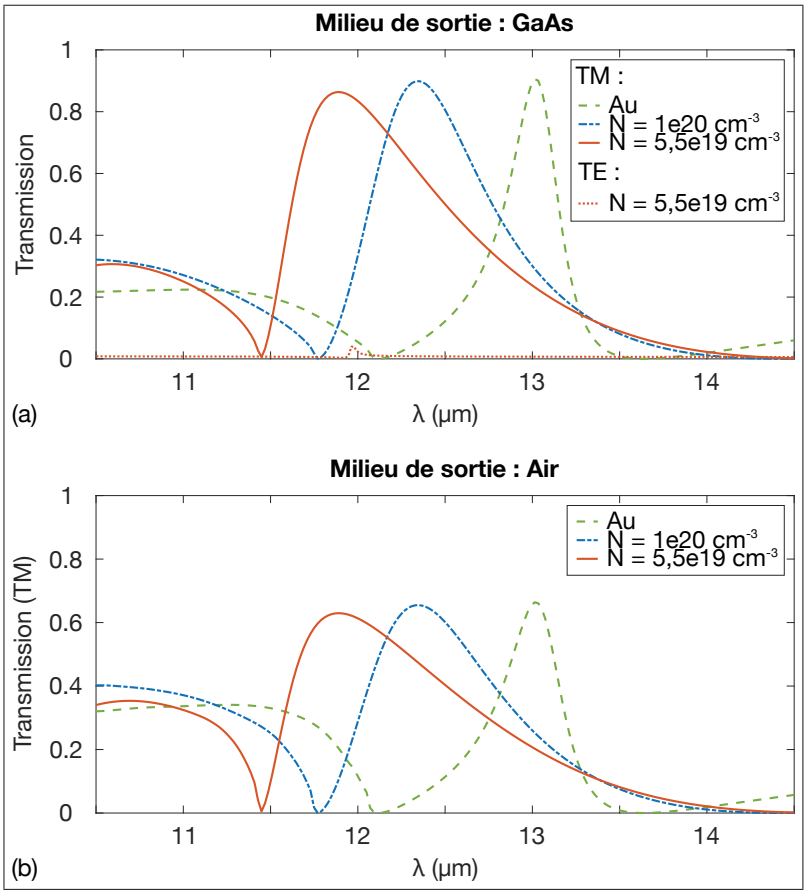

FIGURE 2.2 – (a) Spectres de transmission calculés dans le GaAs à l'ordre zéro sous incidence normale et sous polarisation TM pour trois réseaux différents : or, n^{++}-InAsSb avec $N = 1e20$ cm^{-3} et avec $N = 5,5e19$ cm^{-3} (pour ce dernier le spectre de transmission calculés dans le GaAs à l'ordre zéro sous incidence normale et sous polarisation TE est également présenté). (b) Spectres de transmission calculés dans l'air à l'ordre zéro sous incidence normale et sous polarisation TM avec les mêmes réseaux que pour (a). Les paramètres géométriques sont différents pour chaque filtre et sont présentés en table 2.1.

Pour l'indice de réfraction du GaAs, j'utilise la relation de dispersion prise en [61]. Pour l'indice de réfraction du GaSb, je prends $n_{GaSb} = 3{,}77$, s'appuyant sur le travail expérimental de S. Roux *et al.* [62]. Une valeur constante est choisie car la dispersion du GaSb est faible dans l'infrarouge lointain : selon [63], on a $\Delta n_{GaSb} = 0,0126$ pour la bande spectrale 11-14 μm.

Je présente également en table 2.1 les valeurs d'intérêt des différents spectres : le maximum de transmission T_{max}, la longueur d'onde de résonance λ_R et la largeur à mi-hauteur LMH. Le maximum de transmission est entre 86 % et 91 % et la LMH est entre 0,34 μm et 1 μm, en fonction du matériau constituant le réseau.

Pour une même géométrie latérale du composant, l'absorption élargit la largeur à mi-hauteur

à la longueur d'onde de résonance [64, 65]. Dans notre cas, même si les géométries sont différentes, nous constatons que les largeurs à mi-hauteur les plus grandes correspondent bien aux matériaux les plus absorbants. Pour un réseau en or, le calcul de l'absorption donne $A = 2,37$ %. Pour un niveau de dopage de $N = 1e20\ cm^{-3}$ je trouve $A = 4,24$ % et pour $N = 5,5e19\ cm^{-3}$ on a $A = 6,27$ %.

Ces valeurs d'absorption peuvent paraître surprenantes lorsque l'on sait qu'à $\lambda = 13\ \mu m$, la partie imaginaire de la permittivité de l'or (Im(ϵ_{Au}) = 2257) est très supérieure à celle de n^{++}-InAsSb avec $N = 5,5e19\ cm^{-3}$ (Im(ϵ_{InAsSb} = 4,463).

Le matériau or absorbe davantage en un point précis mais l'absorption tient compte des pertes en tout point du nano-résonateur. Nous avons vu dans le premier chapitre que l'onde pénètre bien plus dans n^{++}-InAsSb (la profondeur de pénétration est de $\delta_p = 979$ nm) que dans l'or ($\delta_p = 44$ nm). Le fait que le confinement soit plus important pour n^{++}-InAsSb permet d'expliquer pourquoi ce dernier absorbe davantage dans le cas d'un nano-résonateur où le champ est étalé et non pas concentré.

Par ailleurs, on constate que l'épaisseur du réseau en or doit être de l'ordre de 1,35 μm si l'on souhaite atteindre une transmission supérieur à 90 %. Pour des réseaux en or plus fins, on trouve $T_{max} = 71,69$ % pour $t_g = 0,1\ \mu m$ et $T_{max} = 80,41$ % pour $t_g = 0,9\ \mu m$ (les autres paramètres géométriques sont constants). On observe également qu'il n'y a presque pas de transmission (moins de 10 %) pour les ondes polarisées TE (seul le cas où $N = 5,5e19\ cm^{-3}$ est présenté en figure 2.2(a)).

Paramètres	Or	$N = 1e20\ cm^{-3}$	$N = 5,5e19\ cm^{-3}$
p (μm)	3,7	3,6	3,5
w (μm)	1,2	1,1	1,2
t_g (μm)	1,35	1,5	1,5
t_w (μm)	3,45	2,5	2,2
T_{max} (%)	90,63	89,87	86,35
λ_R (μm)	13,02	12,34	11,89
LMH (μm)	0,34	0,77	1

TABLE 2.1 – Paramètres géométriques et propriétés des filtres GMR modélisés sous polarisation TM (cf. Fig. 2.2(a)).

Ces simulations montrent les similitudes entre les filtres GMR dont le réseau est en or ou en semi-conducteur fortement dopé. Cela conforte l'idée d'utiliser des semi-conducteurs fortement dopés au lieu des métaux pour concevoir des filtres spectraux GMR dans l'infrarouge lointain. Cependant, une attention particulière doit être apportée à la largeur à mi-hauteur, qui est liée aux pertes par absorption et au niveau de dopage.

Ce filtre spectral tout semi-conducteur permet donc d'envisager un procédé de fabrication qui permet une intégration monolithique du filtre au détecteur.

2.2 Développement d'un procédé de fabrication d'un filtre spectral GMR

2.2.1 Fabrication et caractérisation d'un empilement GaAs - GaSb - n^{++}-InAsSb

Épitaxie par jet moléculaire

La première étape de la fabrication consiste en la réalisation d'un empilement GaAs - GaSb - n^{++}-InAsSb. Pour ce faire, on a recours à l'épitaxie par jet moléculaire qui permet un très bon contrôle des épaisseurs des différentes couches et du taux de dopage. J'ai eu l'opportunité de bénéficier de l'expertise du groupe NANOMIR ([35], [49], [66]) dans la croissance des semi-conducteurs III-V pour réaliser cette étape.

L'épitaxie par jet moléculaire est une technique de croissance qui permet de faire croître des matériaux non réalisables par l'épitaxie en phase liquide, technique plus classique. Elle permet notamment d'améliorer la miscibilité et propose un excellent contrôle de l'épaisseur des couches par sa faible vitesse de croissance, qui peut être plus faible qu'une monocouche par seconde. Il s'agit d'une technique de croissance hors équilibre thermodynamique qui permet l'épitaxie de matériaux impossibles à réaliser dans des conditions d'équilibre. Il est également possible de composer de nombreux semi-conducteurs III-V du fait d'un grand nombre de sources à disposition.

Le mécanisme de croissance repose sur le comportement des atomes en surface. Les atomes se fixent par un mécanisme chimique à la surface du matériau, l'adsorption, puis diffusent à la surface du substrat.

La croissance de l'empilement GaAs - GaSb - n^{++}-InAsSb a été effectué sur un substrat de GaAs de deux pouces de diamètre dans un bâti d'épitaxie RIBER C21 qui se compose de trois chambres. Les deux premières chambres sont la chambre d'introduction et la chambre intermédiaire où s'effectue le vide de manière progressive. La dernière chambre est celle dans laquelle se déroule l'épitaxie (chambre de croissance).

Dans le but de contrôler le bon déroulement du procédé de croissance, la température du substrat est mesurée à l'aide d'un pyromètre optique : on fixe la longueur d'onde en fonction de la zone d'absorption optique du substrat. Pour la cristallographie, on utilise la technique de diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante. Le principe repose sur un faisceau d'électrons de haute énergie envoyé en incidente rasante à la surface du substrat où les électrons sont diffractés par les atomes des plans cristallins. Une interaction se produit entre les atomes de surface et le faisceau, nous permettant alors d'obtenir un diagramme de diffraction et donc de connaître l'état de surface de l'échantillon et à la phase de croissance. La diffraction d'électrons de haute énergie permet de suivre l'évolution dimensionnelle et cristalline de la croissance.

La première étape de la fabrication du composant consiste donc à faire croître par épitaxie les couches de GaSb (2,8 μm pour le guide d'onde) et de n^{++}-InAsSb (1,3 μm pour le réseau de diffraction) directement sur un substrat de GaAs (ces épaisseurs sont différentes des épaisseurs idéales présentées préalablement du fait de l'optimisation des structures au cours de mon travail de thèse avec une meilleure compréhension de l'influence du paramètre masse effective notamment). L'épitaxie du GaSb sur le GaAs n'est pas évidente car les valeurs de leurs paramètre de maille sont éloignées comme on peut le remarquer dans le diagramme présenté en figure 2.3. Néanmoins, l'épitaxie entre ces deux matériaux est possible car le GaSb épitaxié se relâche dès la première monocouche atomique déposée. En revanche, cela se fait au prix de l'apparition de dislocations dans la couche de GaSb [67].

On comprend également avec la figure 2.3 qu'il est nécessaire d'ajouter 9% d'antimoine (Sb) à l'arséniure d'indium (InAs), dans le but de réaliser une épitaxie en accord de maille avec le GaSb et d'éviter des contraintes entrainant des dislocations. Le dopant utilisé pour la couche de n^{++}-InAsSb est du silicium [68].

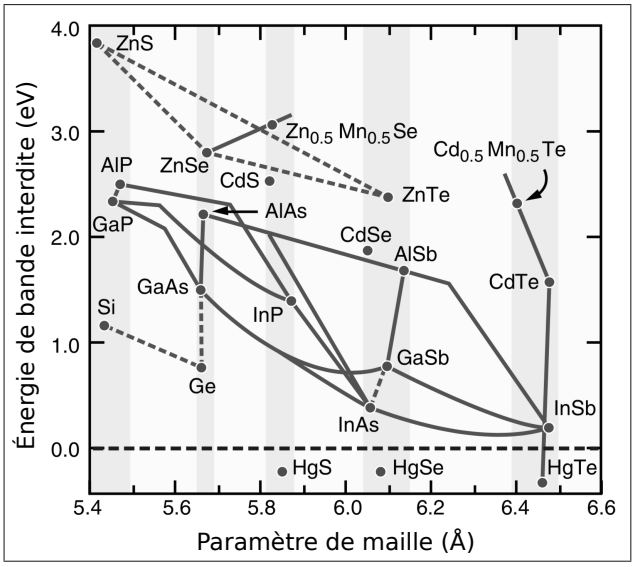

FIGURE 2.3 – Diagramme du paramètre de maille et de l'énergie de bande interdite pour les principaux semi-conducteurs [69].

Diffraction par rayons X

J'ai effectué une caractérisation structurale de l'empilement grâce à la diffraction par rayons X. Cette technique est non destructrice et permet de vérifier la qualité cristalline et l'état de contrainte des couches épitaxiées sur le substrat. L'échantillon est étudié sans préparation initiale, ce qui facilite le procédé.

La diffraction des rayons X est une diffusion élastique : il n'y a pas de perte d'énergie des photons. Lors de cette caractérisation, on observe l'apparition de phénomènes d'interférences intenses et de diffusion du rayonnement par la couche dans des directions bien précises, les directions qui vérifient la loi de Bragg. En effet, le faisceau monochromatique de rayons X arrive avec une incidence θ par rapport à la surface et la longueur d'onde diffractée en réflexion obéit à la loi de Bragg :

$$2d_{hkl}sin(\theta) = n\lambda \tag{2.1}$$

avec n l'ordre de diffraction, λ la longueur d'onde du faisceau de rayon X et d_{hkl} la distance réticulaire séparant deux plans atomiques dont la formule est la suivante :

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \tag{2.2}$$

où a est le paramètre de maille de la couche et (hkl) une famille de plans réticulaires.

En mesurant donc l'intensité fonction des angles des rayons diffractés, on obtient les dimensions de la maille cristalline. Un détecteur tourne autours de l'échantillon pour mesurer l'intensité des rayons X selon la direction.

La figure 2.4 présente le diffractogramme obtenu lors de la mesure sur l'empilement préalablement épitaxié :

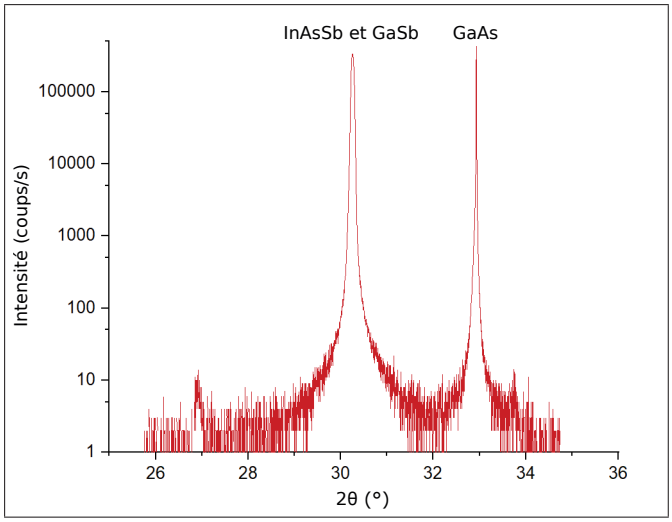

FIGURE 2.4 – Diffractogramme de rayons X de l'empilement GaAs - GaSb - n^{++}-InAsSb

On observe sur ce diffractogramme que l'épitaxie a été menée à bien. En effet les pics de diffraction du GaSb et du n^{++}-InAsSb sont confondus et ces deux couches ont donc un paramètre de maille similaire.

Mesure de la réponse en réflexion de l'empilement GaAs - GaSb - n^{++}-InAsSb

Dans le but d'évaluer le dopage de la couche d'InAsSb, j'ai étudié la réponse en réflexion de l'échantillon. Non destructrice, cette mesure permet d'obtenir la position de la longueur d'onde plasma, λ_p, associée à la fréquence plasma, ω_p.

Un faisceau infrarouge est réfléchi à la surface de l'échantillon puis analysé par un spectromètre infrarouge à Transformée de Fourier. Le spectre obtenu permet de déterminer la longueur d'onde plasma, λ_p, qui correspond à la longueur d'onde pour laquelle le comportement métallique du matériau se révèle : on s'attend alors, au delà de cette longueur d'onde, à une réflexion croissante de la lumière sur le matériau.

La mesure effectuée est présentée en figure 2.5. J'ai effectué plusieurs mesures à différentes positions de l'échantillon pour m'assurer de l'homogénéité de l'empilement.

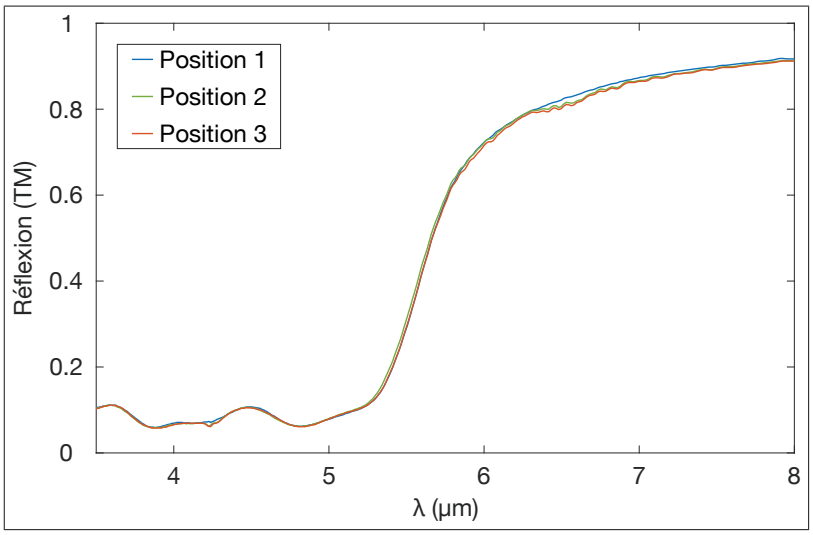

FIGURE 2.5 – Spectres de réflexion sous polarisation TM effectué sur l'empilement GaAs - GaSb - n^{++}-InAsSb ($t_g = 1,3\ \mu m$ et $t_w = 2,8\ \mu m$) en fonction de la longueur d'onde à différentes positions.

On observe sur le spectre mesuré que la réponse en réflexion subit une variation brutale (autours de 5 μm) qui correspond donc à la longueur d'onde plasma de la couche d'InAsSb, λ_p. Au dessus de cette valeur, l'InAsSb fortement dopé se comporte comme un métal et réfléchi la lumière incidente. Pour des longueurs d'onde plus courtes, l'InAsSb devient transparent et se comporte comme un diélectrique.

La longueur d'onde plasma mesurée permet de remonter au dopage N par le biais de l'équation suivante :

$$\omega_p = \frac{2\pi c}{\lambda_p} = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_\infty \epsilon_o m_{eff}}} \tag{2.3}$$

Les valeurs de la densité de porteurs et de la masse effective sont indéterminées. T. Taliercio *et al.* ont étudié la variation de la longueur d'onde plasma en fonction de la densité de porteurs libres pour des couches d'InAsSb fortement dopé [37]. Les auteurs ont fabriqué puis caractérisé différents échantillons d'InAsSb fortement dopé. Les échantillons diffèrent par leur concentration en porteurs libres. Des mesures de réflectivité ont permis de définir la variation de la longueur d'onde plasma en fonction de la densité de porteurs libres. Le résultat de cette étude est présenté en figure 2.6.

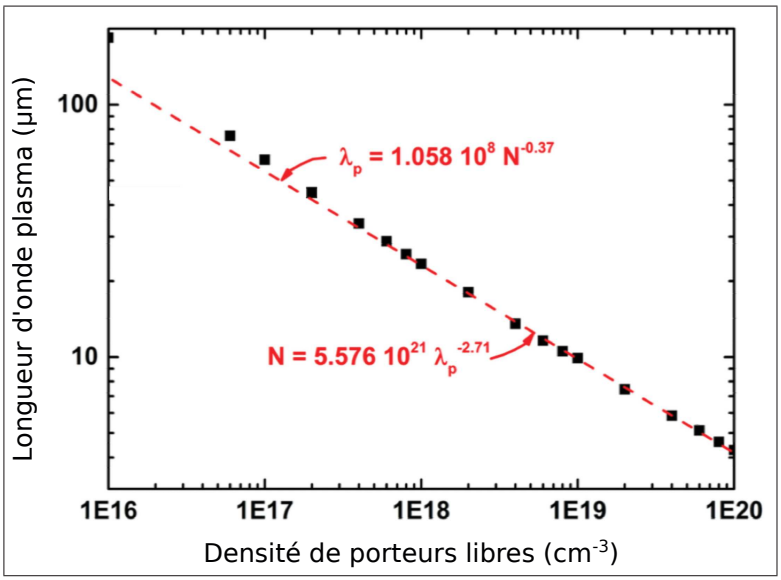

FIGURE 2.6 – Variation de la longueur d'onde plasma, en fonction de la densité de porteurs libres pour l'InAsSb. [37]

J'ai donc utilisé la formule qui lie λ_p et N [37], soit :

$$N = 5,576e^{21}\lambda_p^{-2,71} \tag{2.4}$$

pour déterminer la valeur du dopage de la couche d'InAsSb de mon échantillon : en considérant que $\lambda_p = 5\ \mu m$, on trouve une valeur de $N = 6,2e19\ cm^{-3}$. Cette valeur correspond au maximum que l'on pouvait obtenir avec les bâties d'épitaxie présents à l'IES.

2.2.2 Fabrication du réseau de diffraction

Une fois l'empilement GaAs - GaSb - n^{++}-InAsSb fabriqué et caractérisé, je me suis intéressé à la fabrication du réseau de diffraction. L'idée est de définir un masque robuste pour résister à la gravure des 1,3 μm d'InAsSb. Trois approches différentes ont été nécessaires avant de parvenir au composant final.

Approche 1 : lithographique optique - résine négative AZ2020

Pour la première tentative, j'ai essayé de fabriquer le masque pour la gravure en combinant une résine négative (AZ2020) et la photolithographie UV. La lithographie optique permet de structurer une résine photosensible et l'avantage majeur de cette technique est qu'elle est rapide.

La lithographie optique est une technique standard pour la fabrication de dispositifs micrométriques et nanométriques. Le principe repose sur l'exposition d'un polymère photosensible, une résine, déposé sur un substrat à travers un masque. Le masque est partiellement métallisé pour définir la géométrie. L'exposition à la lumière UV entraine une modification des molécules du polymère afin qu'elles soient plus ou moins solubles dans un développeur, selon que la résine est positive ou négative. Pour établir un bon contact masque-échantillon, un mode de contact sous vide est appliqué.

Les principales étapes sont les suivantes :

— Préparation de l'échantillon : inspection de la surface par microscopie optique + nettoyage à l'acétone et à l'éthanol suivi d'un rinçage à l'isopropanol avant un séchage à l'azote.

— Dépôt de 100 nm de dioxyde de silicium. On dépose cette première couche dans le but de protéger brièvement la couche d'InAsSb lors de la gravure du réseau. En effet, il est possible que la résine soit détériorée durant cette étape.
— Dépôt de 1 μm de la résine négative AZ2020 par enduction centrifuge (*spin coating*).
— Recuit à 110°C pour évaporer le solvant : 1 min.
— Exposition à la lumière avec le masque : 7 s.
— Recuit à 110°C pour endurcir la résine : 1 min.
— Développeur AZ 726 : 20 s.
— Gravure de la couche de dioxyde de silicium dans les fentes : gravure ionique réactive à base de CHF_3 et O_2 : 65 s.
— Gravure de la couche d'InAsSb dans les fentes : gravure ionique réactive à base d'argon : 26 min.
— Retrait de la résine et nettoyage final de l'échantillon : solvants (isopropanol, éthanol, acétone), plasma oxygène, acide citrique.

Les principales étapes de cette première approche sont résumées en figure 2.7 :

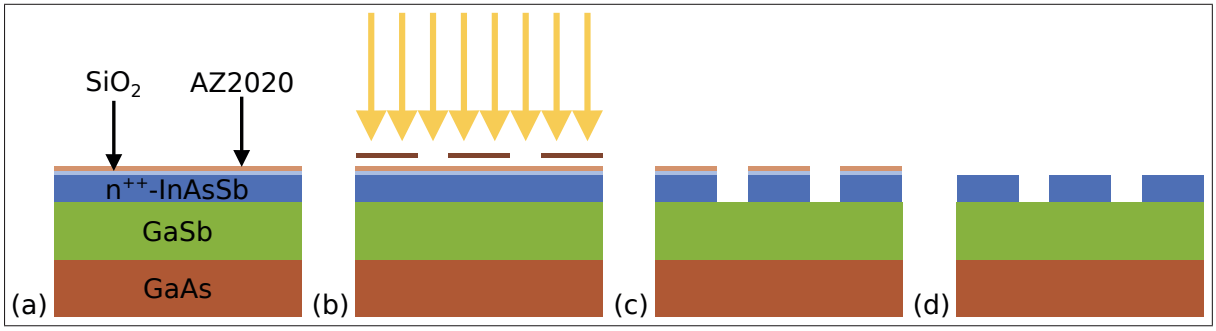

FIGURE 2.7 – Schémas du procédé développé « lithographique optique - résine négative AZ2020 ». (a) Dépôts (b) Photolithographie (c) Gravures (d) Nettoyage final.

Je présente un exemple d'échantillon fabriqué avec cette méthode en figure 2.8 :

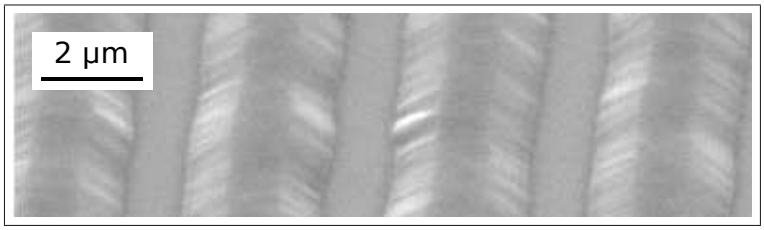

FIGURE 2.8 – Photographie MEB d'un échantillon GMR fabriqué avec la méthode « lithographique optique - résine négative AZ2020 » (vue de haut).

On remarque avec cette photographie que les flancs des fentes du réseau ne sont pas verticaux et entraine une forme trapézoïdale pour les barreaux. La gravure est isotrope. Ceci vient du fait que la résine AZ2020 ne résiste pas au long temps (26 min) de gravure de la couche d'InAsSb : elle disparaît petit-à-petit sur les bords durant la gravure.

De ce fait, la rugosité n'est pas bonne. La rugosité est ici définie par l'homogénéité de la forme du réseau sur l'ensemble de l'échantillon, par la présence d'aspérités à la surface des fentes et par la forme trapézoïdale des fentes. On peut déterminer l'angle des fentes sur la partie non verticale et pour cet échantillon j'ai déterminé une valeur de 53°. On remarque également sur la photographie la présence d'aspérités à la surface des fentes et que celles-ci n'ont pas une forme continue.

Lors de la caractérisation optique de cet échantillon, je n'ai pas observé de résultat intéressant et j'ai alors cherché à gagner en précision sur le réseau de diffraction : taille des fentes, verticalité des flancs du réseau, rugosité de l'échantillon. La géométrie du réseau (période et fentes) étant imposée par celle du masque utilisé ($p = 4\ \mu m$, $w = 1\ \mu m$), j'ai tenté une seconde approche en conservant la même résine mais en utilisant cette fois-ci la lithographie électronique.

Avec cette technique, on s'attend notamment à obtenir un échantillon à la surface moins rugueuse que pour la photolithographie car on définit le masque de gravure ruban par ruban. On cherche alors à gagner en précision sur la surface mais également sur la géométrie du réseau de diffraction car nous ne sommes plus contraints par l'équipement disponible à l'IES pour ce point.

Approche 2 : lithographique électronique - résine négative AZ2020

Pour cette seconde recette, j'ai uniquement remplacé l'étape de photolithographie par la lithographie électronique par rapport à la première approche. Le protocole suivit est donc le suivant :

- Préparation de l'échantillon : inspection de la surface par microscopie optique + nettoyage à l'acétone et à l'éthanol suivi d'un rinçage à l'isopropanol avant un séchage à l'azote.
- Dépôt de 100 nm de dioxyde de silicium.
- Dépôt de 1 μm de la résine négative AZ2020 par enduction centrifuge.
- Recuit à 110°C pour évaporer le solvant : 1 min.
- Définition du masque de gravure : exposition à un faisceau électronique focalisé : 2h30.
- Recuit à 110°C pour endurcir la résine : 1 min.
- Développeur AZ 726 : 20 s.
- Gravure de la couche de dioxyde de silicium dans les fentes : gravure ionique réactive à base de CHF_3 et O_2 : 65 s.
- Gravure de la couche d'InAsSb dans les fentes : gravure ionique réactive à base d'argon : 26 min.
- Retrait de la résine et nettoyage final de l'échantillon : solvants (isopropanol, éthanol, acétone), plasma oxygène, acide citrique.

Pour cette technique, on insole une surface recouverte d'une résine électrosensible avec un faisceau électronique focalisé afin de modifier chimiquement la résine. Elle permet de réaliser des motifs de plus petite dimension par rapport à la lithographie optique et s'affranchit des limites de diffraction de la lumière. On peut également choisir avec précision la géométrie du masque pour la gravure.

Néanmoins, il est difficile d'obtenir des structurations sur toute la surface de l'échantillon et cette technique est très chronophage : pour insoler 1 mm^2 de l'empilement avec la géométrie visée, l'écriture dure 2h30 avec l'équipement disponible à l'IES.

Je présente un exemple d'échantillon fabriqué avec cette méthode en figure 2.9 :

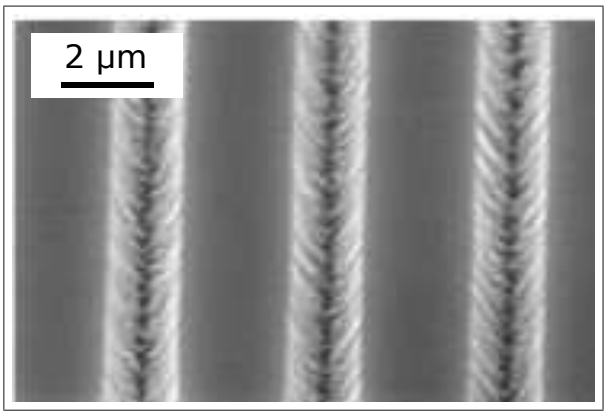

FIGURE 2.9 – Photographie MEB d'un échantillon GMR fabriqué avec la méthode « lithographique électronique - résine négative AZ2020 » (vue de haut).

On observe comme prévu que la surface de l'échantillon est moins rugueuse que lors de la première approche. En effet la forme des fentes est continue, on n'observe aucune aspérités à la surface des fentes et l'angle de la partie trapézoïdale est ici de 31° (soir un gain de 22° par rapport à la première approche). Néanmoins les fentes du réseau de diffraction ont donc toujours un profil trapézoïdal significatif et on en conclut que la résine AZ2020 n'est pas adaptée à la réalisation de mon échantillon.

J'ai alors cherché une alternative pour définir le masque. L'utilisation d'un métal peut s'avérer être une idée séduisante mais il est nécessaire d'utiliser un puissant acide pour le retirer à la fin du processus et l'InAsSb serait alors endommagé.

Approche 3 : lithographique optique - résine négative SU8

Pour cette troisième approche, je me suis focalisé sur la robustesse du masque de gravure. J'ai remplacé la résine AZ2020 par une nouvelle résine négative : la SU8. Cette résine est très compliquée à retirer lors du nettoyage final de l'échantillon. Pour contrer cette difficulté, il est nécessaire de déposer en dessous de la couche de SU8, une résine sacrificielle (en l'enlevant, la SU8 est alors emportée) : LOR 5A. De plus, du fait de la robustesse de la SU8, j'ai utilisé une autre recette pour la gravure de la couche de InAsSb, ce qui diminue considérablement la durée de cette étape (on passe de 26 min à 3 min et 25 s).

Cherchant à tester ce nouveau masque, j'ai décidé d'utiliser de nouveau la photolithographie, dans le but d'obtenir des échantillons de grande taille rapidement. Les principales étapes sont les suivantes :

— Préparation de l'échantillon : inspection de la surface par microscopie optique + nettoyage à l'acétone et à l'éthanol suivi d'un rinçage à l'isopropanol avant un séchage à l'azote.
— Dépôt de 100 nm de dioxyde de silicium.
— Dépôt de 500 nm de la résine sacrificielle LOR 5A par enduction centrifuge.
— Recuit à 180°C pour évaporer le solvant : 3 min 30 s.
— Dépôt de 2 μm de la résine négative SU8 par enduction centrifuge.
— Recuit à 95°C pour évaporer le solvant : 1 min.
— Exposition à la lumière avec le masque : 12 s.
— Recuit à 95°C pour endurcir la résine : 2 min.
— Développeur SU8 : 1 min.
— Gravure de la couche de LOR 5A dans les fentes : gravure ionique réactive à base de O_2 :

1 min.
— Gravure de la couche de dioxyde de silicium dans les fentes : gravure ionique réactive à base de CHF_3 et O_2 : 65 s.
— Gravure de la couche d'InAsSb dans les fentes : gravure ionique réactive à base d'un mélange de CL_2, CH_4 et H_2 : 3 min et 25 s.
— Retrait du masque : dioxyde de silicium, LOR 5A et SU8.
— Nettoyage final de l'échantillon : solvants (isopropanol, éthanol, acétone), plasma oxygène, acide citrique.

Le composant fabriqué par le biais de ce protocole est présenté en figure 2.10 :

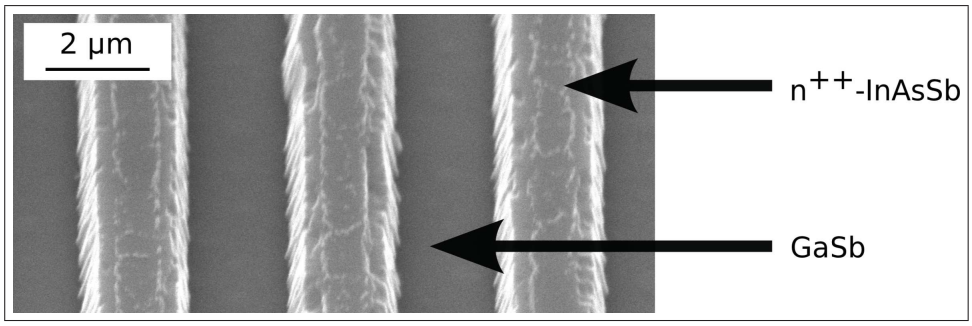

FIGURE 2.10 – Photographie MEB d'un échantillon GMR fabriqué avec la méthode « lithographique optique - résine négative SU8 » (vue de haut).

L'image obtenue au microscope électronique à balayage permet d'observer que les flancs des fentes du réseau sont nettement plus verticaux. Néanmoins, en utilisant de nouveau la photolithographie, on est confronté à une différence au niveau des fentes entre les géométries théoriques du masque de photolithographie ($p = 4\ \mu m$, $w = 1\ \mu m$) et les géométries de l'échantillon final ($p = 4\ \mu m$, $w = 1,9\ \mu m$). On peut expliquer cette différence par un effet de bords de la résine impliquant un mauvais contact entre le masque et l'échantillon. En effet, lors du dépôt de la résine par enduction centrifuge, l'épaisseur de résine peut-être légèrement plus grande sur les bords de l'échantillon. De ce fait, des effets de diffraction sont alors observés et modifient la géométrie du réseau.

On remarque également la présence d'une fine couche sur les fente de n-InAsSb. Cette couche est très probablement des restes de la résine SU8 qui est très compliquée à enlever.

Du fait des contraintes temporelles, je n'ai pas eu le temps d'approfondir d'autres pistes d'améliorations et j'ai considéré que le résultat obtenu représentait une bonne preuve de concept. En effet, ce travail m'a permis de développer le procédé de fabrication. Pour résumer, j'ai fabriqué deux échantillons : $p = 4\ \mu m$, $w = 1,9\ \mu m$ (géométrie du masque de photolithographie : $p = 4\ \mu m$, $w = 1\ \mu m$) et $p = 3,5\ \mu m$, $w = 1,42\ \mu m$ (géométrie du masque de photolithographie : $p = 3,5\ \mu m$, $w = 0,8\ \mu m$).

En conclusion, j'ai proposé dans ce chapitre le dimensionnement d'un filtre spectral en matériaux semi-conducteurs fondé sur les architectures de type GMR pour le lointain infrarouge. Pour un réseau en métal (or) ou en semi-conducteur fortement dopé (n^{++}-InAsSb), les spectres de transmission calculés montrent des résultats similaires pour le maximum de la transmission et la largeur à mi-hauteur, et cela pour des longueurs d'onde voisines.

La fabrication du filtre spectral GMR a également été menée à bien. Parmi les étapes critique

du procédé développé, la fabrication de l'empilement GaAs - GaSb - n^{++}-InAsSb par épitaxie par jet moléculaire ainsi que sa caractérisation (diffraction des rayons X, réponse en réflexion permettant de déterminer expérimentalement le dopage de la couche d'InAsSb) sont désormais des étapes bien maîtrisées. De même, la définition d'un masque robuste en utilisant la résine SU8 et les étapes de gravure sont également maîtrisées.

Néanmoins, ce procédé de fabrication est encore perfectible notamment avec la complexité du retrait de la résine SU8. De plus, la lithographie optique est limitée par un effet de bords de la résine, entrainant alors des effets de diffraction et donc une géométrie latérale du réseau difficile à contrôler. Pour se rapprocher des géométries latérales théoriques, on pourrait envisager d'utiliser une résine aussi robuste que la SU8 et sensible aux électrons pour définir un masque de gravure par le biais de la lithographie électronique. Un traitement antireflet sur la couche inférieure du substrat serait également une amélioration à envisager. Le développement de cette première approche du procédé de fabrication a donc permis d'identifier les points complexes.

Suite à la fabrication de plusieurs échantillons, je les ai caractérisés de différentes façons. Ce travail est présenté au sein du chapitre suivant.

3 Caractérisations optiques d'un filtre spectral GMR tout semi-conducteur

Dans ce chapitre, les résultats des caractérisations effectuées avec l'échantillon fabriqué sont présentées. La première caractérisation consiste en la mesure de la transmission sous faisceau collimaté en incidence normale. La seconde caractérisation correspond à la détermination des diagrammes de dispersion expérimentaux du composant. Afin d'obtenir ces diagrammes, j'ai développé un banc de caractérisation pour étudier la dépendance angulaire de mes échantillons. Sa mise en place, son principe de fonctionnement et ses performances sont également abordées.

Enfin, la réponse optique du composant à basse température est également présentée par le biais d'une étude sur la densité des porteurs libres avec la température ainsi que les résultats des mesures effectuées sur un échantillon GMR refroidi à température cryogénique. Ce travail est motivé par le fait que le composant a vocation à être intégré dans une caméra où le système optique est complexe (le faisceau lumineux n'est pas forcément collimaté) et ces dispositifs sont souvent refroidis.

3.1 Caractérisation sous faisceau collimaté en incidence normale

La première caractérisation que j'ai effectuée est la mesure de la transmission sous faisceau collimaté en incidence normale. Les mesures ont été réalisées avec un spectromètre à Transformée de Fourier (FTIR). Le spectre de transmission à l'ordre zéro sous incidence normale en polarisation TM est présenté en figure 3.1 en trait plein. La référence a été effectuée sans échantillon mais avec un polariseur.

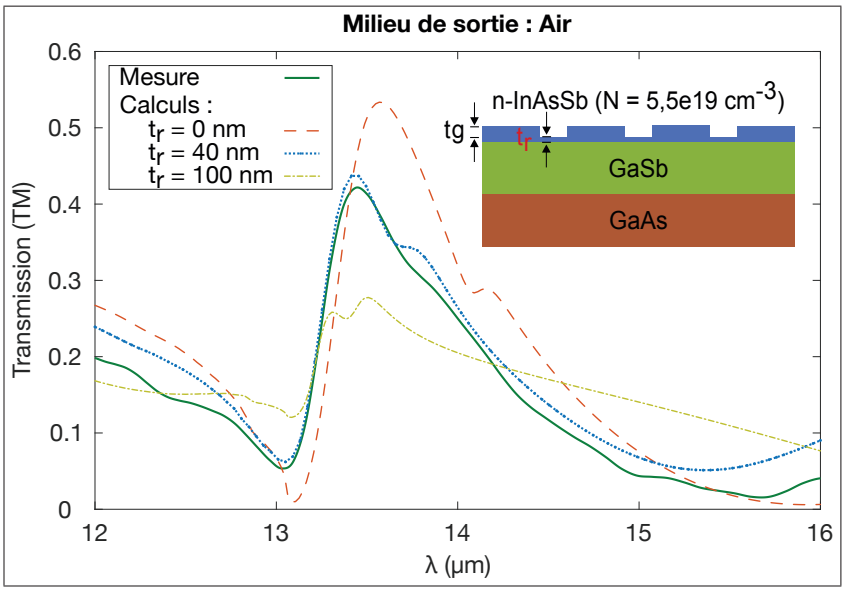

FIGURE 3.1 – Spectres de transmission mesuré et calculés (pour plusieurs valeurs d'épaisseur de couche résiduelle t_r) à l'ordre zéro sous incidence normale en polarisation TM.

Un pic de transmission est observé pour une longueur d'onde $\lambda = 13,45\ \mu m$ qui est plus élevée que la longueur d'onde du filtre conçu théoriquement des suites de la fabrication. Les maxima de transmission et de réjection (transmission restante hors de la bande passante) ne sont pas aussi élevés qu'avec les calculs théoriques présentés préalablement. Cela n'est pas uniquement dû aux différences entre la structure conçue et l'échantillon fabriqué, mais aussi du fait que le substrat en GaAs n'est pas traité avec une couche antireflet. Il est donc plus judicieux de comparer ces valeurs aux calculs présentés en figure 2.2(b).

Dans le but de prendre en considération les géométries de l'échantillon mesurées au microscope électronique à balayage, j'ai effectué de nouveaux calculs. Ces calculs sont représentés par la courbe en pointillé bleue sur la figure 3.1. En particulier, j'ai pris en considération une couche résiduelle (c'est-à-dire non gravée) de n^{++}-InAsSb d'épaisseur t_r dont l'origine provient d'un temps de gravure trop court pour le réseau. Ce paramètre géométrique est celui qui affecte le plus le maximum de la transmission et je présente également en figure 3.1, des calculs de spectre pour différentes valeurs de t_r. On observe que le maximum de transmission est divisé par deux pour seulement 100 nm de couche résiduelle et est rehaussé dans le cas où tout le réseau est gravé. Pour le cas de notre échantillon, j'ai ainsi déterminé que $t_r = 40$ nm et donc une épaisseur $t_g = 1{,}26\ \mu m$ pour le réseau.

Pour se rendre davantage compte de l'impact de cette couche résiduelle de n^{++}-InAsSb, qui se comporte comme un miroir, j'ai tracé en figure 3.2 l'évolution du maximum de transmission, T_{max}, en fonction de l'épaisseur, t_r, de cette couche.

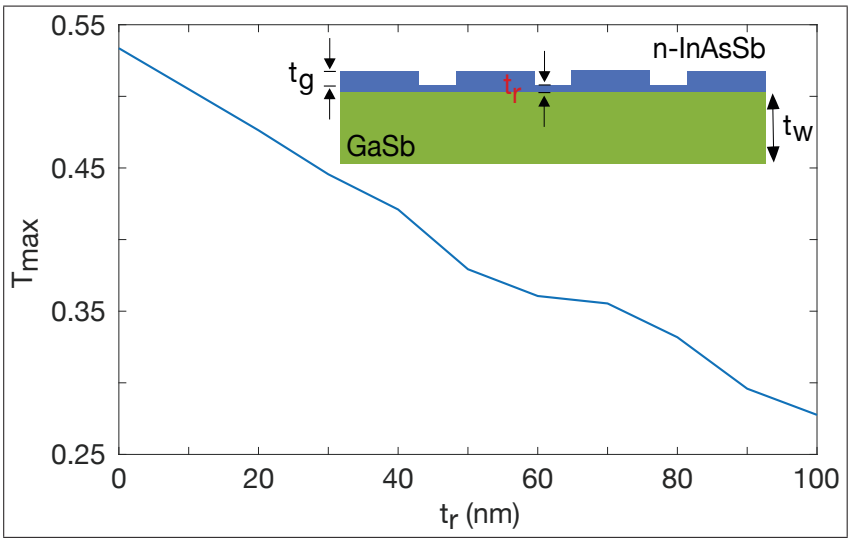

FIGURE 3.2 – Variation du maximum de transmission, T_{max}, en fonction de l'épaisseur t_r de la couche résiduelle de n^{++}-InAsSb dans les fentes.

Pour les autres paramètres géométriques, j'ai considéré une période de 4 μm, une largeur de 1,9 μm pour les fentes du réseau et une épaisseur de guide de 2,8 μm. La différence de valeur entre la période idéale ($p = 3,5$ μm) et la valeur obtenue lors de la fabrication ($p = 4$ μm) est la cause du décalage de la résonance.

J'ai également ajusté l'indice du guide d'onde en GaSb. J'ai utilisé la valeur de $n_{GaSb} = 3{,}82$ (au lieu de 3,77 dans mes calculs préliminaires) pour prendre en compte le désaccord de maille (et donc la modification des propriétés optiques) entre le GaSb et le GaAs, soit entre le guide d'onde et le substrat.

J'ai ajusté la valeur du terme d'amortissement γ dans le modèle de Drude pour ϵ_{InAsSb} à $2e13$ rad.s^{-1}, afin de prendre en considération la rugosité du réseau et les hétérogénéités de surface. Pour les autres paramètres du modèle de Drude, c'est-à-dire ϵ_∞ et ω_p, aucune modification n'a été nécessaire.

Pour finir, j'ai trouvé un angle d'incidence $\theta = 1,5°$ qui provient du désalignement de l'échantillon sur son support. Il permet d'expliquer l'élargissement de la résonance tout comme la diminution du maximum de transmission. De plus, il laisse apparaître un discret rebond de transmission à $\lambda = 13,78$ μm, comme on peut s'y attendre pour les structures GMR avec des motifs standards [70].

Cette première caractérisation de mon échantillon sous faisceau collimaté en incidence normale m'a permis d'affiner mon modèle théorique et de publier ses résultats dans une revue à comité de lecture [71].

3.2 Caractérisations optiques résolues angulairement

Afin de ne pas limiter la caractérisation des échantillons à l'étude de la transmission de la lumière incidente en incidence normale, j'ai développé un banc de caractérisation pour étudier la dépendance angulaire de mes échantillons. En effet, la réponse angulaire d'un composant est spécifique de son mécanisme de résonance. Dans cette partie, je présente le développement de ce banc suivi par la détermination expérimentale des diagrammes de dispersion du filtre spectral GMR (j'ai utilisé un échantillon différent ($p = 3,5$ μm, $w = 1,42$) du premier ($p = 4$ μm,

$w = 1,9\ \mu m$) pour les caractérisations suivantes dans le but de répondre à des problématiques de taille : le premier échantillon est trop petit pour être mesuré sur le banc dédié).

3.2.1 Développement d'un banc de caractérisation angulaire

Le banc de caractérisation développé est inspiré du travail de C. Billaudeau [72].

Présentation du banc de caractérisation angulaire

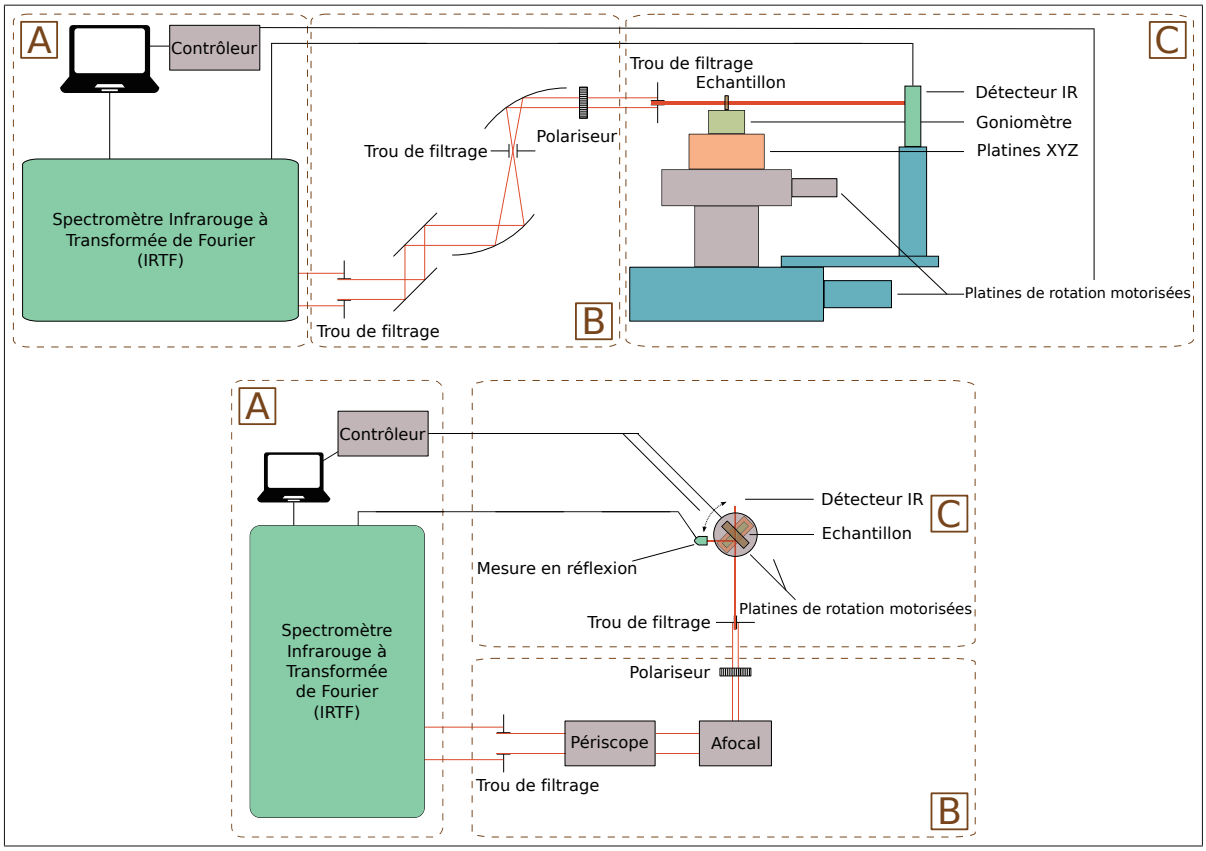

FIGURE 3.3 – Schémas simplifiés des trois parties du banc de caractérisation angulaire : (A) Spectromètre Infrarouge à Transformée de Fourier (B) Chemin optique (C) Système de détection. Le déplacement du détecteur est symbolisé par la double flèche noire et montre le principe d'une mesure en transmission ou en réflexion. Vue de profil (en haut) et vue de haut (en bas).

Le montage se décompose en trois parties (Figure 3.3) :

Le spectromètre infrarouge à Transformée de Fourier : la source

Le système utilise le faisceau de sortie d'un spectromètre infrarouge à Transformée de Fourier. On mesure couramment l'échantillon dans le compartiment interne mais il est également possible de travailler en externe. Le faisceau de sortie est théoriquement collimaté avec un diamètre de 5 cm.

Un spectromètre infrarouge à Transformée de Fourier se compose d'un interféromètre de Michelson avec un miroir mobile et éclairé par une source à spectre large. Le déphasage introduit pas la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre produit une interférence différente pour chaque longueur d'onde. Par une simple acquisition on obtient un spectre sur une

grande gamme spectrale dans l'infrarouge, le tout avec une très bonne résolution en longueur d'onde et un très bon rapport signal/bruit.

Le chemin optique

Un premier trou de filtrage permet de réduire la taille du faisceau à la sortie du FTIR et de sélectionner un cercle lumineux. Deux miroirs plans forment ensuite un périscope pour rehausser le faisceau à hauteur souhaitée. Deux miroirs paraboliques hors axes définissent un système afocal et diminuent la taille du faisceau par un grandissement d'un tiers (les distances focales des deux miroirs paraboliques sont : 152,4 mm et 50,8 mm). La polarisation peut être choisie tout comme le diamètre du faisceau collimaté qui arrive sur l'échantillon étudié.

Le chemin optique permet donc d'adapter le faisceau incident sortant du spectromètre (large et sans polarisation) en un faisceau de diamètre contrôlé et polarisé linéairement.

Le système de détection

Un porte échantillon permet de maintenir l'élément étudié en position verticale. Dans le but de corriger, si nécessaire, l'alignement de la polarisation du champ incident avec les axes de symétrie du réseaux (définis par les directions de périodicité), le porte échantillon est placé sur un goniomètre. L'ensemble échantillon - porte échantillon - goniomètre est fixé sur une platine de translation manuelle XYZ afin de pouvoir placer le motif étudié au croisement de l'axe de rotation des platines et de l'axe optique. Ainsi, on s'assure que la même zone soit illuminée pendant la rotation de l'échantillon. Pour finir, on utilise une première platine de rotation motorisée dans le but de modifier l'angle d'incidence du faisceau sur l'échantillon.

Le détecteur infrarouge est monté sur une seconde platine de rotation motorisée (les deux platines sont coaxiales) afin de réaliser des mesures à la fois en transmission et en réflexion et de changer l'angle de détection du signal. On considère la position angulaire des platines comme absolue à la vue de la précision affichée par le constructeur (0,0001°).

Le détecteur est de type MCT (Mercure Cadmium Tellure). Sa température de fonctionnement est de 77 K et il fonctionne par photoconduction. Afin de gagner quelques degrés sur l'angle minimal de détection en réflexion, il est nécessaire de contrer l'encombrement du détecteur. Pour ce faire, on utilise un miroir plan derrière l'échantillon pour renvoyer le faisceau sur un miroir parabolique qui le focalise alors sur le détecteur.

Performances du banc de caractérisation angulaire

Les principales performances du banc de caractérisation sont les suivantes :

— Taille minimale de l'échantillon : 0,5 mm x 0,5 mm.
— Angle minimal d'excitation en réflexion : 4°.
— Longueur d'onde : entre 0,8 et 18,5 μm en lumière polarisée linéairement.
— Ouverture angulaire du faisceau : $< 1°$.

Les mesures de dispersion peuvent être automatisées pour plusieurs angles d'incidence. On peut gérer les mesures sur ordinateur avec un code en langage Python. Un logiciel permet de contrôler le spectromètre et les deux platines de rotation motorisées sont connectées à un contrôleur lui-même relié à l'ordinateur.

La figure 3.4 présente une photo du montage final au laboratoire :

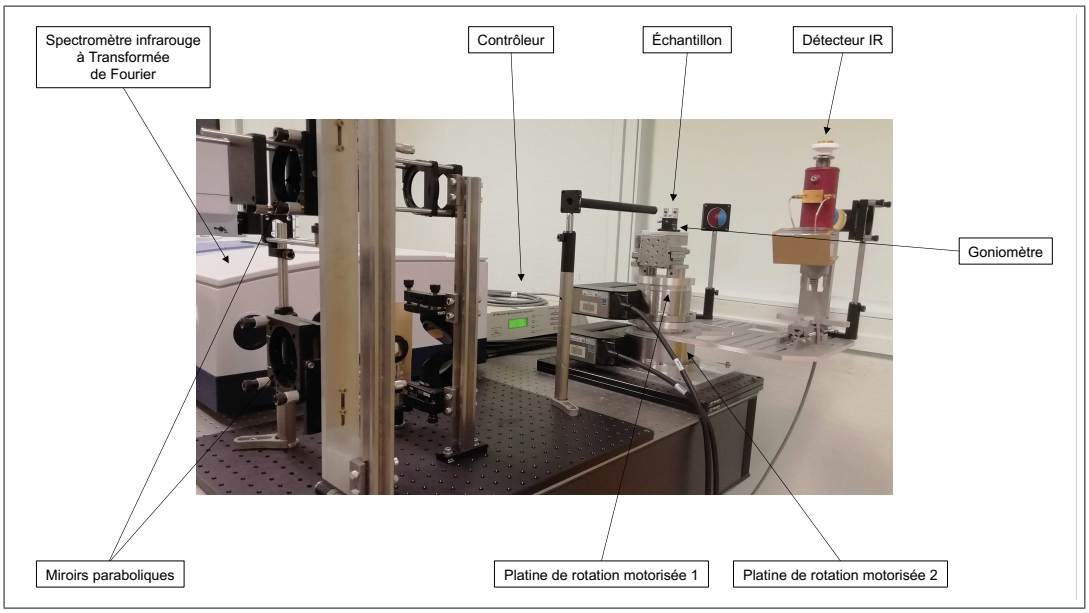

FIGURE 3.4 – Photo du banc de caractérisation angulaire.

Ce travail a déjà été valorisé durant ma thèse avec l'utilisation du banc de caractérisation par d'autres membres de l'équipe. Ils permettent ainsi d'évaluer avec davantage de précision les performances du montage. Je remercie notamment Clément Verhlac, doctorant de deuxième année au sein de l'équipe CIO à l'ONERA, qui a déterminé avec précision l'ouverture angulaire du faisceau par ses mesures et simulations.

Le banc a été conçu pour pouvoir être amélioré avec le temps et s'adapter à la caractérisation de futurs échantillons. On pourrait par exemple envisager :

— Un système cryogénique pour réaliser des mesures à basse température.
— Un système de mesure sous pointe dans le but d'appliquer une tension électrique aux bornes de l'échantillon.
— L'étude de l'émissivité thermique avec une platine chauffante.

3.2.2 Détermination expérimentale des diagrammes de dispersion d'un GMR

Le banc de caractérisation doit permettre de déterminer expérimentalement les courbes de dispersion du filtre spectral GMR. J'ai effectué des mesures de dépendance angulaire dans deux configurations différentes.

La première configuration consiste à considérer que le plan de l'onde incidente sur l'échantillon est parallèle aux fentes du réseau de diffraction. L'angle azimuthal δ, présenté en figure 3.5, vaut ici 90°.

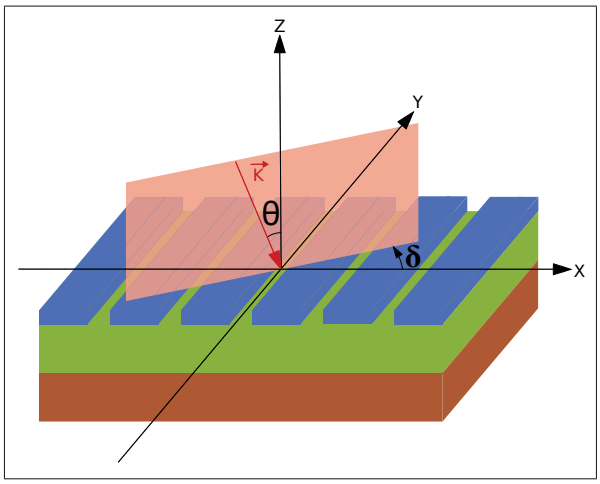

FIGURE 3.5 – Variation du plan de l'onde incidente par rapport aux fentes du réseau de diffraction.

La position du plan de l'onde incidente étant alors connue, on fait ensuite varier l'angle d'incidence de l'onde θ. Le résultat de la caractérisation expérimentale du diagramme de dispersion pour cette première configuration est présenté en figure 3.6. La transmission est représentée fonction de $\sigma = 1/\lambda$, le nombre d'onde, et de $k_{//} = 2\pi sin(\theta)/\lambda$, la composante parallèle au plan du réseau du vecteur d'onde incident. La référence est réalisée sans échantillon mais avec un polariseur.

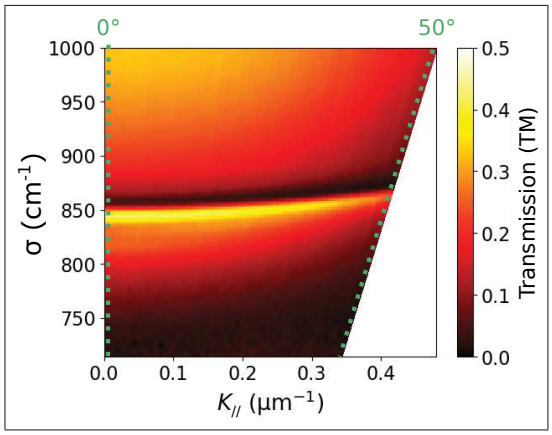

FIGURE 3.6 – Diagramme de dispersion expérimental du filtre spectral GMR pour $\delta = 90°$. ($p = 3{,}5\ \mu m$, $w = 1{,}42\ \mu m$, $t_g = 1{,}3\ \mu m$, $t_w = 2{,}8\ \mu m$). Le champ électrique est parallèle aux fentes du réseau.

Dans cette première configuration, il n'y a pas de dépendance angulaire. En effet, on observe que la position spectrale de la résonance n'est pas modifiée avec la variation de l'angle d'incidence θ.

La seconde configuration étudiée consiste à considérer que le plan de l'onde incidente sur l'échantillon est perpendiculaire aux fentes du réseau de diffraction. Dans ce cas, $\delta = 0°$, comme présenté en figure 3.7 :

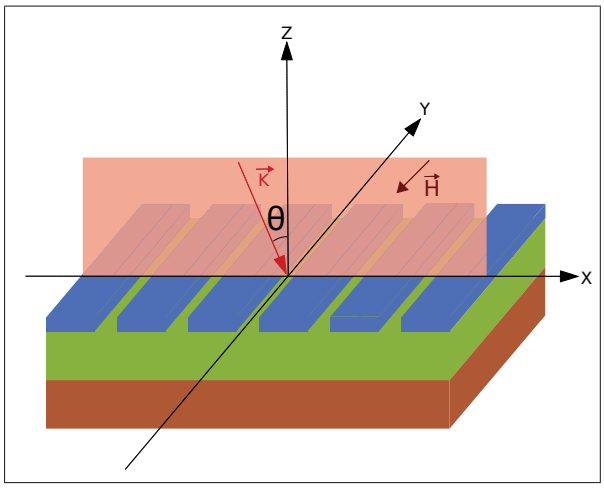

FIGURE 3.7 – Variation de l'angle d'incidence θ de l'onde incidente sur le composant.

Une fois le plan de l'onde incidente sur l'échantillon fixé, on fait alors varier l'angle d'incidence θ et le résultat expérimental du diagramme de dispersion de cette seconde configuration est présenté en figure 3.8(a). J'ai également calculé le diagramme de dispersion pour cette seconde configuration, présenté en figure 3.8(b).

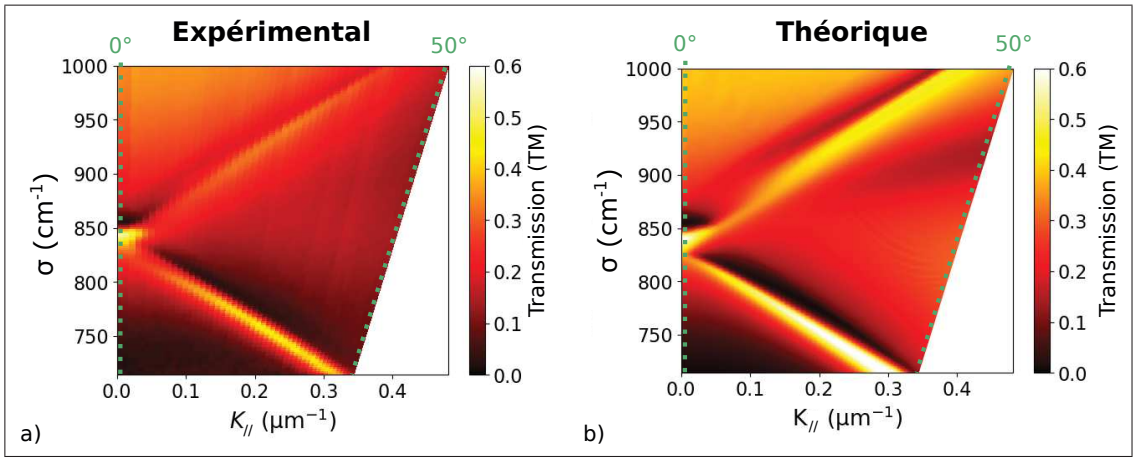

FIGURE 3.8 – Diagrammes de dispersion expérimental (a) et théorique (b) du filtre spectral GMR pour $\delta = 0°$. Le champ magnétique est parallèle aux fentes du réseau. ($p = 3{,}5\ \mu m$, $w = 1{,}42\ \mu m$, $t_g = 1{,}3\ \mu m$, $t_w = 2{,}8\ \mu m$).

Pour cette seconde configuration, on observe une forte dépendance avec l'angle d'incidence, comme attendue pour les architectures GMR [26]. On observe que la résonance unique présente en incidence normale ($\theta = 0°$) se dédouble en deux résonances d'amplitudes maximales amoindries et dont les positions spectrales s'éloignent d'autant plus que l'angle d'incidence augmente. Ces deux bandes de transmission correspondent au mode symétrique et au mode antisymétrique.

Le calcul du diagramme de dispersion pour la seconde configuration m'a permis d'affiner mon modèle théorique et valide la mesure effectuée. En effet la position spectrale des résonances est la même. On remarque néanmoins que l'amplitude maximale des résonances est plus faible sur les mesures du fait des conditions expérimentales : lorsque l'échantillon est mis en rotation, le flux arrivant sur le détecteur diminue. C'est donc sur ce point que réside toute la complexité de ces expériences de caractérisation angulaire.

Pour finir, on observe également que les maxima de transmission et de réjection ne sont pas aussi élevés qu'avec les calculs présentés préalablement. Les conclusions sont les mêmes que pour la caractérisation sous faisceau collimaté en incidence normale.

Ces résultats valident donc le développement du banc de caractérisation et sont valorisés par un *proceeding* SPIE [73].

Dans un premier temps, les deux caractérisations effectuées sur le filtre spectral GMR ont permis de comprendre davantage et d'affiner mon modèle théorique. En effet, j'ai pu mettre en évidence les différences entre les calculs et les mesures sur l'échantillon obtenu. De plus, la caractérisation angulaire a permis de valider le montage développé.

Le nano-résonateur GMR est composé de matériaux semi-conducteurs III-V, ce qui permet d'être compatible avec la croissance des détecteurs super-réseaux de type II (T2SL) : une croissance épitaxiale de couches InAs/GaSb [40]. Les T2SL sont une filière de photodétecteurs infrarouge et, comme détecteur quantique, fonctionne à basse température (autour de 80 K). Je me suis alors intéressé à l'étude de la réponse spectrale du composant à basse température.

3.3 Étude de la réponse spectrale d'un filtre spectral GMR à basse température

Le filtre spectral a pour vocation d'être intégré sur un détecteur de type T2SL, qui fonctionne à basse température. J'ai donc effectué une étude préliminaire sur le composant fabriqué dans le but de comprendre l'influence de la température sur les propriétés optiques et matériaux.

3.3.1 Étude de la densité des porteurs libres en fonction de la température

Comme nous l'avons vu préalablement, le réseau du composant est constitué de n^{++}-InAsSb dont la permittivité est décrite avec le modèle de Drude qui dépend de la fréquence plasma ω_p. La fréquence plasma dépend de la densité de porteurs libres N.

Pour doper la couche de n^{++}-InAsSb, on utilise du silicium. Chaque atome de silicium permet l'introduction d'un électron libre dans la couche et la densité de donneurs est notée N_D. L'évolution de la densité des porteurs libres N en fonction de la température est présentée en figure 3.9 et montre les caractéristiques suivantes [74] :

— À très basse température (régime de gel), les impuretés ne sont pas toutes ionisées et la densité de porteurs libres est donc faible.
— Pour une large gamme de températures (régime d'épuisement), la densité des porteurs libres, N, équivaut à la densité des impuretés, soit la densité de donneurs, N_D.
— Pour des températures élevées, il y a plus de paires électron-trou que d'impuretés donneuses du fait de l'agitation thermique (régime intrinsèque). Les donneurs ne jouent donc aucun rôle significatif.

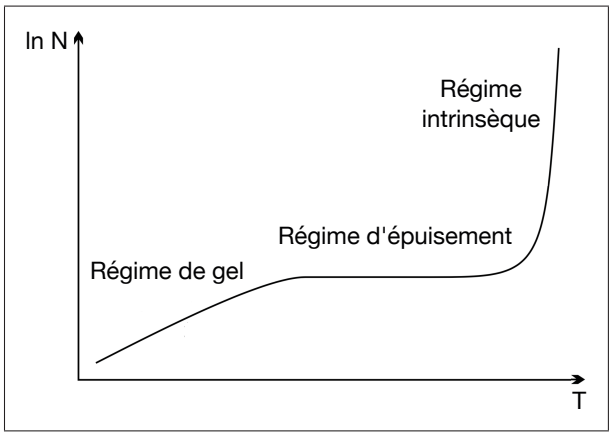

FIGURE 3.9 – Évolution de la densité des porteurs négatifs en fonction de la température pour un semi-conducteur dopé de type n.

L'évolution de la densité des porteurs négatifs en fonction de la température présentée en figure 3.9 est valable pour un semi-conducteur dopé de type n. Si le taux de dopage est trop élevé et que le semi-conducteur est dégénéré, la dégénérescence crée alors une bande d'impuretés pour laquelle aucun gel de porteur ne sera visible. L'étude expérimentale à basse température qui a été effectuée sur le composant GMR permet d'étudier cette question.

La figure 3.10 présente la variation de la densité d'électron en fonction de la température pour du silicium dopé de type n avec une concentration de donneurs de $N_D = 1e15\ cm^3$. On observe ici une illustration des trois régimes préalablement décris pour ce semi-conducteur bien connu.

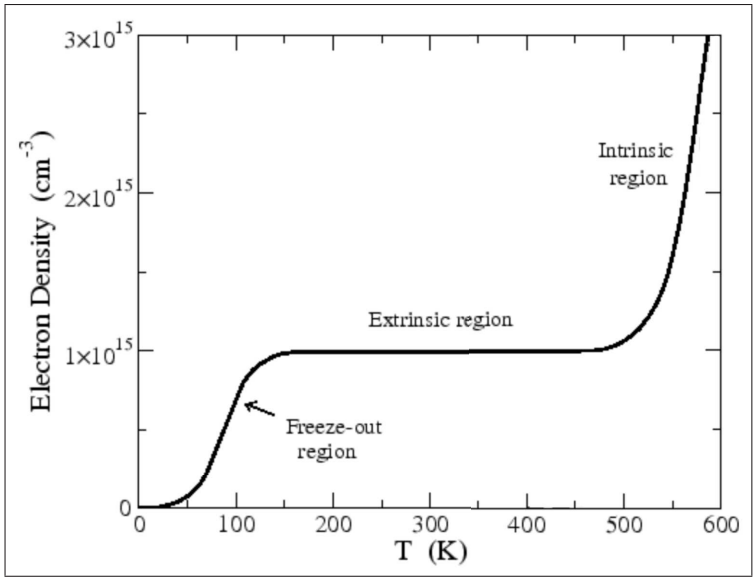

FIGURE 3.10 – Variation de la densité d'électron en fonction de la température pour du silicium dopé de type n avec une concentration de donneurs de $N_D = 1e15\ cm^3$. [75]

En guise d'autre exemple pour illustrer ces propos, dans la référence [76], les auteurs étudient la fraction de donneurs ionisés en fonction de la température dans du carbure de silicium, SiC, dopé n et p.

Si l'on descend suffisamment bas en température pour empêcher l'ionisation, c'est-à-dire le gel des porteurs libres, on devrait alors observer un changement significatif au niveau de la ré-

ponse optique du composant GMR. En effet, lorsque la densité de porteurs libres tend vers zéro, la valeur de la permittivité du matériau tend vers ϵ_∞.

J'ai calculé la réponse spectrale du filtre pour différentes densités de porteurs libres N dans la couche de n^{++}-InAsSb, en me focalisant uniquement sur ce paramètre. Les résultats sont présentés en figure 3.11(a) tout comme le calcul des parties réelles (figure 3.11(b)) et imaginaires (figure 3.11(c)) de la permittivité pour chaque dopage.

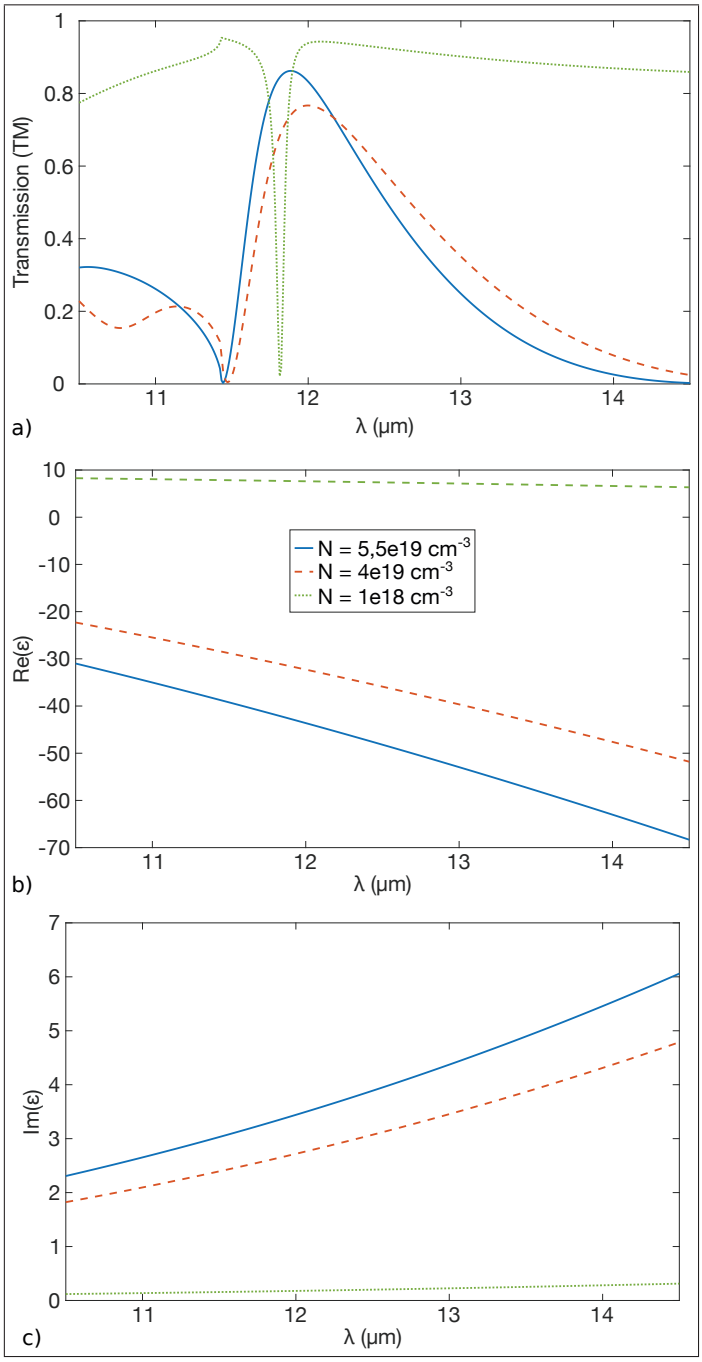

FIGURE 3.11 – a) Evolution de la réponse en transmission du filtre spectral GMR en fonction de la densité de porteurs libres N dans la couche de n^{++}-InAsSb. (p = 3,5 μm, w = 1,2 μm, t_g = 1,5 μm, t_w = 2,2 μm). b) Partie réelle calculée de la permittivité de n^{++}-InAsSb pour différents taux de de dopage N. c) Partie imaginaire calculée de la permittivité de n^{++}-InAsSb pour différents taux de de dopage N.

— La courbe pleine bleue ($N = 5,5e19\ cm^{-3}$), correspond au résultat théorique présenté lors du design du filtre GMR.
— On remarque que si la densité de porteurs diminue légèrement de $N = 5,5e19\ cm^{-3}$ à $N = 4e19\ cm^{-3}$, la réponse en transmission se voit directement impactée. En effet, elle diminue de 86,35 % à 76,48 %. De plus la longueur d'onde de résonance est légèrement décalée.
— Si la densité de porteurs libres est égale à $N = 1e18\ cm^{-3}$, la couche de n^{++}-InAsSb perd son comportement métallique et se comporte désormais comme un diélectrique. En effet, on observe en figure 3.11(b) que la partie réelle de la permittivité pour un dopage $N = 1e18\ cm^{-3}$ est positive alors qu'elle est négative pour des dopages de $N = 5,5e19\ cm^{-3}$ et de $N = 4e19\ cm^{-3}$. Le composant devient alors un filtre coupe bande en transmission.

3.3.2 Réponse spectrale à basse température

Pour étudier la réponse optique à basse température du composant GMR, j'ai effectué des mesures de transmission sous polarisation TM à l'aide du banc de caractérisation présenté en figure 3.12.

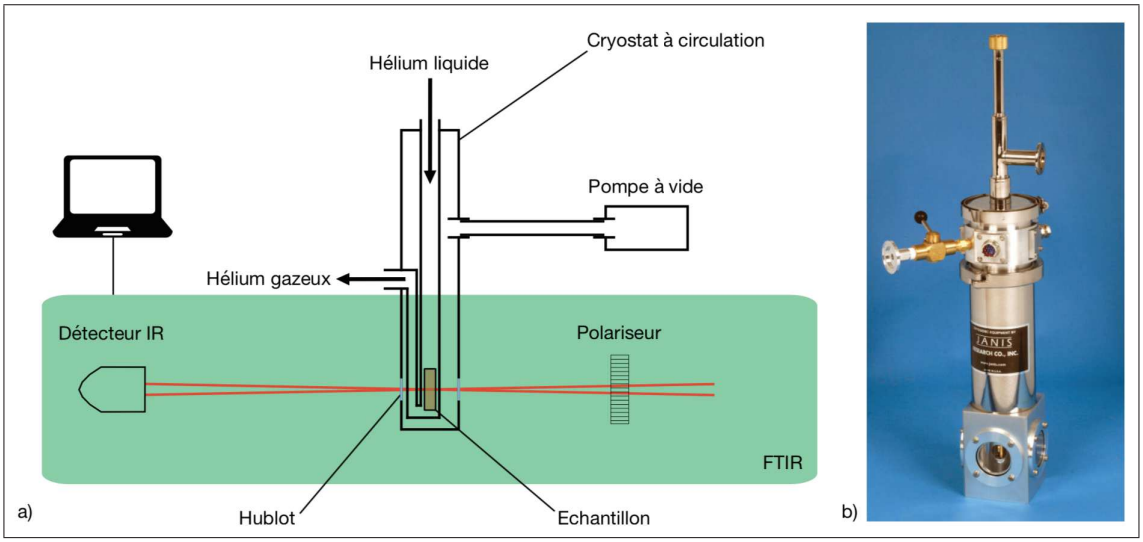

FIGURE 3.12 – a) Banc de caractérisation utilisé pour étudier la réponse optique à basse température du filtre spectral GMR. b) Photographie du cryostat à circulation (source : janis.com).

Les mesures sont effectuées directement dans la cavité interne du FTIR où le faisceau est focalisé avec une ouverture angulaire de ± 6°. Un polariseur est situé en amont de l'échantillon.

L'échantillon est inséré dans un cryostat à circulation, lui-même inséré en partie dans le FTIR. Le composant est maintenu dans le cryostat par un porte-échantillon sur lequel est situé un capteur de température afin de suivre en direct la température de l'échantillon. Des hublots sont situés sur chaque face du cryostat afin que le faisceau infrarouge puisse passer à travers le système et être récupéré par le détecteur infrarouge du FTIR. Ces hublots sont visibles sur la figure 3.12(b).

Après l'insertion de l'échantillon dans le cryostat et l'alignement de celui-ci avec le faisceau infrarouge, on utilise une pompe pour réaliser le vide dans l'enceinte cryogénique. On injecte ensuite de l'hélium liquide afin de diminuer progressivement la température dans le cryostat, et donc celle de l'échantillon.

J'utilise de l'hélium liquide car sa température est d'environ 4 K et permet de descendre à plus basse température que l'azote liquide (environ 77 K). Je suis parvenu à atteindre une température minimale de 12 K dans l'enceinte du fait des diverses pertes et fuites du système.

Lorsque la température minimale est atteinte et stabilisée, on procède alors à une remontée progressive en température de l'échantillon. Pour ce faire, des résistances sont situées à proximité du composant sur son support pour chauffer l'échantillon. On enregistre alors les spectres de transmission durant la remontée en température. Le signal obtenu est ensuite analysé directement avec le logiciel OPUS propre au FTIR.

Les résultats de ces mesures sont présentés en figure 3.13(a). La référence a été réalisée avec le cryostat et le polariseur. De plus, un angle d'incidence $\theta = 5°$ a été déterminé, du fait du désalignement de l'échantillon sur son support.

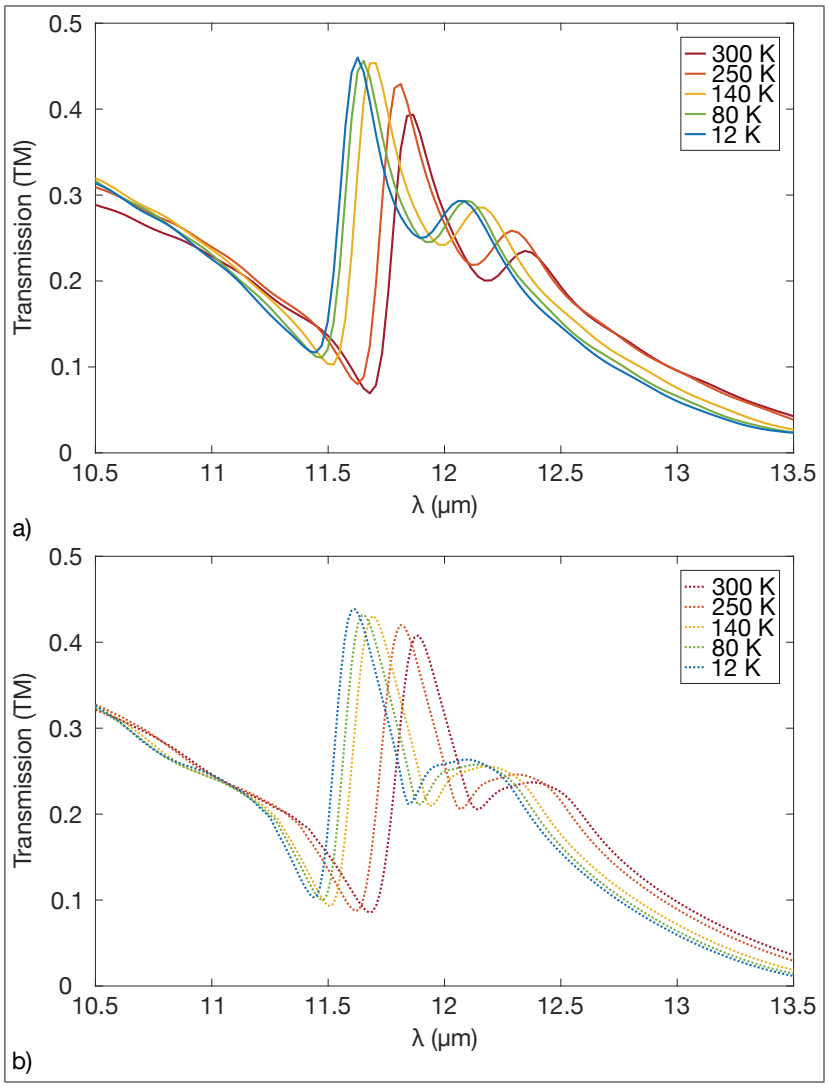

FIGURE 3.13 – Spectres de transmission mesurés (a) et calculés (b) en polarisation TM pour plusieurs températures avec une ouverture angulaire de ± 6° et un angle d'incidence de 5°. (p = 3,5 μm, w = 1,42 μm, t_g = 1,3 μm, t_w = 2,8 μm).

On remarque dans un premier temps la présence de deux pics et non un seul comme présenté préalablement. La raison de ces deux pics provient de l'ouverture angulaire de ± 6° et de l'angle d'incidence de 5°. En effet, la résonance GMR est très sensible angulairement comme le montrent

les diagrammes de dispersion obtenus lors de la caractérisation angulaire des échantillons.

On observe également que la réponse en transmission est décalée vers les courtes longueurs d'onde et augmente lorsque la température diminue : pour 300 K, le maximum de transmission est de 39 % à 11,9 μm et pour 12 K, on a 46 % à 11,6 μm. Néanmoins, la réponse optique n'est pas radicalement modifiée et l'étude des paramètres matériaux permet de le comprendre.

3.3.3 Étude des paramètres sur la réponse spectrale à basse température

Dans le but d'étudier l'influence de la température sur les paramètres matériaux, j'ai cherché à faire correspondre mesures et calculs. Ces derniers sont présentés en figure 3.13(b) et les principaux paramètres déterminés avec le tableau 3.1.

Paramètres	300 K	250 K	140 K	80 K	12 K
ϵ_{InAsSb}	3,224	3,217	3,2	3,193	3,185
n_{GaSb}	3,79	3,765	3,72	3,7	3,685
n_{GaAs}	3,26	3,247	3,221	3,219	3,212
γ $(rad.s^{-1})$	2e13	1,6e13	1,3e13	1,2e13	1e13
N (cm^{-3})	6,2e19	6,21e19	6,24e19	6,26e19	6,26e19

TABLE 3.1 – Paramètres des matériaux à différentes températures

Dans un premier temps, on observe que les indices de réfraction des trois couches du composant diminuent avec le refroidissement. Ceci est cohérent avec la littérature [77], [78]. La diminution des indices de réfraction est la principale cause du décalage de la résonance vers les courtes longueurs d'onde.

La densité de porteurs libres N a été déterminée par mesure d'effet Hall. Cette mesure permet de caractériser électriquement un matériau semi-conducteur parcouru par un courant. L'idée réside en l'accumulation aux deux extrémités de l'échantillon des porteurs de charges de signes opposés sous l'effet d'un champ magnétique. Une différence de potentiel est alors créée, perpendiculaire à la direction de transport et au champ magnétique.

La tension de Hall, V_H, correspond à la mesure de la différence de potentiel et nous permet de trouver la concentration en porteurs libres, N, tout comme leur nature. Cette tension est décrite par la relation :

$$V_H = \pm \frac{IB}{eNd} \tag{3.1}$$

avec I le courant parcourant la couche, B la norme du champ magnétique appliqué perpendiculairement à la couche, e la charge élémentaire et d l'épaisseur de la couche.

On observe que les porteurs libres ne sont pas gelés car le niveau de dopage du semi-conducteur fortement dopé est si élevé qu'une bande d'impuretés est créée à proximité de la bande de conduction [79]. En effet, pour des matériaux à faible gap, il y a une conduction à basse température par saut car la bande d'impureté rejoint la bande de conduction [80]. Le gel des porteurs n'est donc pas accessible, même à des températures cryogéniques. Dégénérer un semi-conducteur en le dopant fortement élimine donc le régime de gel.

Pour expliquer la légère augmentation de la densité de porteurs avec l'abaissement de la température (à T = 300 K, $N = 6,2e19\ cm^{-3}$ et pour T = 12 K on a $N = 6,26e19\ cm^{-3}$), on peut supposer qu'il y a une diminution de la compensation entre donneurs et accepteurs en faveur des

donneurs.

La mesure de la densité de porteurs libres m'a permis d'en déduire la valeur du terme d'amortissement γ (l'inverse du temps de relaxation des électrons « libres ») qui diminue avec l'abaissement de la température. Cette diminution est la conséquence d'un amoindrissement des collisions entre les particules, notamment les électrons et les phonons. En effet, lors du refroidissement du matériau, la densité de phonons diminue [81]. La diminution de γ est la principale cause de l'augmentation de la transmission maximale observée en figure 3.13(a).

Pour finir, j'ai supposé que les paramètres géométriques du composant n'étaient pas modifiés lors de son refroidissement du fait des faibles valeurs des coefficients de dilatation thermique de l'InAs, du GaSb et du GaAs [82].

L'étude de la réponse spectrale d'un filtre spectral GMR à basse température a permis une meilleure compréhension du comportement des paramètres matériaux. Le modèle théorique a pu être affiné et il est désormais possible de prévoir la réponse spectrale du filtre en fonction de la température de travail. Ces résultats sont valorisées par un *proceeding* SPIE [73].

Conclusion de la première partie

Au sein de cette première partie, les démonstrations théorique et expérimentale d'un filtre spectral nanostructuré tout semi-conducteur pour l'infrarouge fondé sur la résonance de mode guidé ont été effectuées.

Dans un premier temps, les concepts relatifs au filtrage spectral infrarouge tout semi-conducteur ont été abordés avant la description du dimensionnement théorique du composant. J'ai ensuite présenté le procédé de fabrication développé dans la salle blanche de l'IES puis les différentes caractérisations (sous faisceau collimaté, angulaire et à basse température) qui m'ont permis d'affiner le modèle théorique.

Ce filtre spectral est entièrement constitué de matériaux semi-conducteurs III-V : n-InAsSb, GaSb et GaAs. Il démontre donc la possibilité de réaliser des filtres spectraux nanostructurés parfaitement compatibles avec les procédés de croissance épitaxiale des photodétecteurs pour l'infrarouge lointain de type T2SL.

L'échantillon fabriqué n'atteint pas encore les performances souhaitées car sa géométrie ne respecte pas rigoureusement les dimensions visées : je n'ai fait qu'une seule épitaxie et j'ai utilisé l'un des masques disponibles pour la lithographie UV. Une première approche pour le procédé de fabrication a permis d'élaborer un filtre spectral GMR aux propriétés intéressantes et de ce fait, les risques de ne pas parvenir à fabriquer un composant plus performant aux dimensions voulues sont faibles. Par ailleurs, il serait intéressant d'étudier un agencement de pixels dans le but d'analyser leurs impacts respectifs. On peut alors imaginer, en guise de perspective, la réalisation d'une mini-matrice de filtres ainsi que sa caractérisation.

Pour finir, ce premier composant est statique, c'est-à-dire que sa longueur d'onde de résonance est fixe et ne peut pas être ajustée par une action extérieure. Or, les semi-conducteurs fortement dopés permettent également des applications de dispositifs actifs, c'est-à-dire accordables électriquement. C'est pourquoi, dans la seconde partie de ce manuscrit, nous allons voir s'il est possible de modifier la réponse spectrale du composant par action électrique.

Deuxième partie

Étude de la modulation de la longueur d'onde de résonance d'un filtre spectral GMR tout semi-conducteur par accordabilité électrique

Préambule de la deuxième partie

Je considère le filtre spectral GMR présenté en figure 2.1(a) dont le réseau est en n^{++}-InAsSb avec $N = 5,5e19\ cm^{-3}$, le guide d'onde en GaSb et le substrat en GaAs. Sa réponse calculée en transmission est rappelée en figure 3.14.

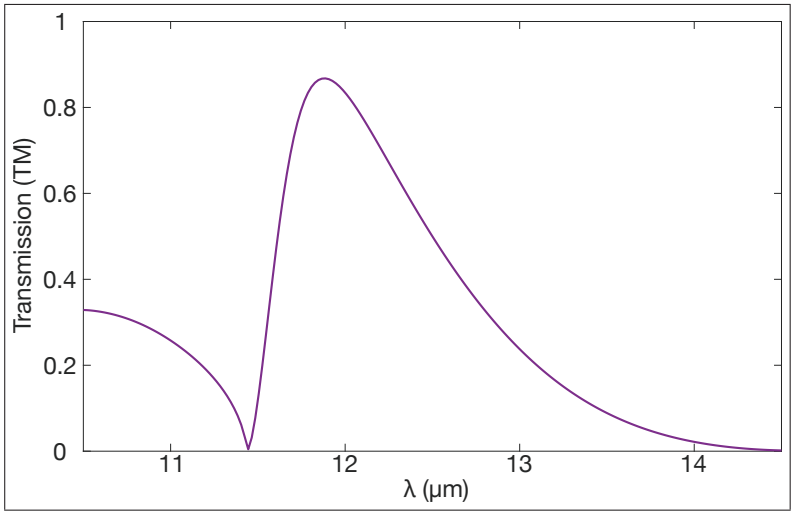

FIGURE 3.14 – Spectre de transmission calculé dans le GaAs à l'ordre zéro sous incidence normale et sous polarisation TM du filtre spectral GMR avec un réseau en n^{++}-InAsSb ($N = 5,5e19$ cm^{-3}). ($p = 3{,}5\ \mu m$, $w = 1{,}2\ \mu m$, $t_g = 1{,}5\ \mu m$, $t_w = 2{,}2\ \mu m$).

Désormais, je considère les mêmes paramètres opto-géométriques (niveau de dopage, épaisseurs, permittivités, ...) pour l'ensemble du dispositif et je fais uniquement varier la période de 3,2 μm à 3,7 μm par pas de 0,1 μm, ce qui me permet d'obtenir six réponses en transmission différentes présentées en figure 3.15. Ce travail est inspiré des études de [9] et de [83] dans lesquelles les auteurs proposent des filtres spectraux nanostructurés dont la longueur d'onde de résonance est ajustée en modifiant la période du filtre dans le MWIR.

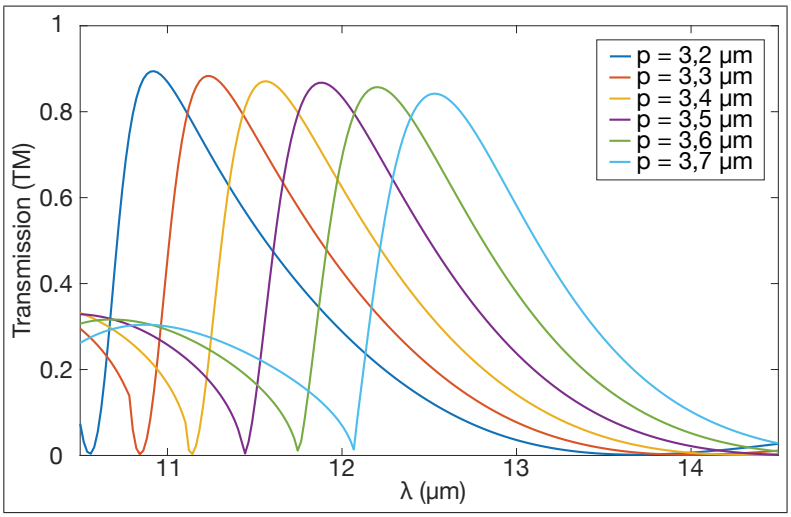

FIGURE 3.15 – Spectres de transmission calculés dans le GaAs à l'ordre zéro sous incidence normale et sous polarisation TM du filtre spectral GMR avec un réseau en n^{++}-InAsSb ($N = 5,5e19\ cm^{-3}$) pour différentes périodes. ($w = 1{,}2\ \mu m$, $t_g = 1{,}5\ \mu m$, $t_w = 2{,}2\ \mu m$).

La table 3.2 présente le maximum de la transmission, T_{max}, et la longueur d'onde de résonance, λ_R, pour chaque filtre définit par la valeur de sa période, p.

p (μm)	3,2	3,3	3,4	3,5	3,6	3,7
T_{max} (%)	89,32	88,3	87,08	86,35	85,7	84,12
λ_R (μm)	10,9	11,24	11,56	11,89	12,2	12,55

TABLE 3.2 – Propriétés des filtres GMR désignés sous polarisation TM pour chaque valeur de période (cf. Fig. 3.15).

La figure 3.15 et la table 3.2 montrent que lorsque la période du réseau augmente, la longueur d'onde de résonance est décalée vers les grandes longueurs d'onde et le maximum de la transmission diminue légèrement.

Ces résultats confirment la capacité d'ajuster la longueur d'onde de résonance du filtre GMR tout en ayant un faible impact sur le maximum de la transmission. La modulation de la détection dans le lointain infrarouge est donc possible en modifiant uniquement un paramètre géométrique, la période.

Cette approche simple permet donc de rendre le filtre spectral GMR accordable en longueur d'onde. Pour réaliser de l'imagerie multispectrale dans ce cas, il faudrait fabriquer plusieurs filtres de périodes différentes. Même si la période est facilement ajustable par lithographie, on serait tout de même confronté à des contraintes de fabrication. En effet, on ne peut associer qu'un nombre fini de filtres permettant d'étudier un nombre fini de longueurs d'onde. De plus, à l'image du travail présenté en [9], chaque filtre de la mosaïque de filtres spectraux ne reçoit pas la même intensité de lumière.

Dans le but de surpasser ces contraintes et limites, mon ambition dans mes travaux de thèse a été de parvenir à modifier localement l'indice de réfraction d'un des matériaux constituants le filtre par une action externe, dans le but de décaler la réponse en transmission du filtre.

4 Concepts pour le filtrage spectral accordable

La première partie de mes travaux présente un composant passif et impose donc certaines limites à son fonctionnement spectral. En effet, les fonctionnalités du filtre spectral sont fixées une fois que celui-ci est fabriqué. Cependant, il est souhaitable d'avoir des dispositifs accordables avec des propriétés et fonctionnalités contrôlables par des actions externes. De nombreuses recherches approfondies ont été menées sur l'utilisation de différents matériaux et mécanismes pour obtenir des métamatériaux actifs. Nous allons donc nous pencher sur ces différents matériaux et mécanismes avant de continuer notre étude fondée sur les matériaux semi-conducteurs III-V.

4.1 Mécanismes pour le filtrage spectral accordable

Dans cette partie, je vais résumer brièvement les mécanismes disponibles pour effectuer de l'accordabilité avec des métasurfaces et j'ai décidé de classer ces différents mécanismes selon la nature des stimuli externes utilisés pour rendre les dispositifs ajustables.

4.1.1 Accordabilité optique

L'hybridation de matériaux optiquement sensibles avec des métasurfaces passives permet de réaliser des métasurfaces optiquement réglables dont les propriétés peuvent être contrôlées par des impulsions lumineuses ultrarapides. Chen *et al.* a démontré expérimentalement une métasurface optiquement réglable à base de matériaux semi-conducteurs permettant de réaliser une variation de fréquence de 20% pour une fréquence d'environ 0,85 THz comme présenté en figure 4.1 [84].

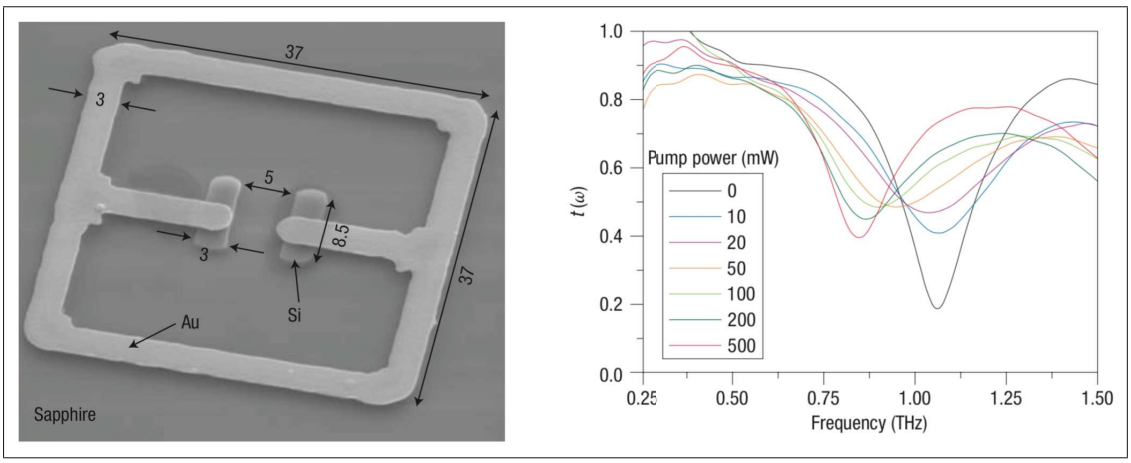

FIGURE 4.1 – Métasurfaces optiquement réglables fondées sur des semi-conducteurs pour la modulation des ondes THz : (gauche) photographie MEB d'un méta-atome de la métasurface (droite) spectres de transmission expérimentaux pour différentes puissances de lumière [84].

Un autre type de configuration a récemment été présentée par Ren *et al.* avec l'utilisation d'une couche polymère nanostructurée présentée en figure 4.2. Les auteurs démontrent expérimentalement une modulation active de la polarisation de la lumière transmise dans le NIR. L'accordabilité repose sur le contrôle des conditions de couplage entre les modes de résonance plasmonique et les états isomères binaires du polymère qui commutent lors de la stimulation lumineuse [85].

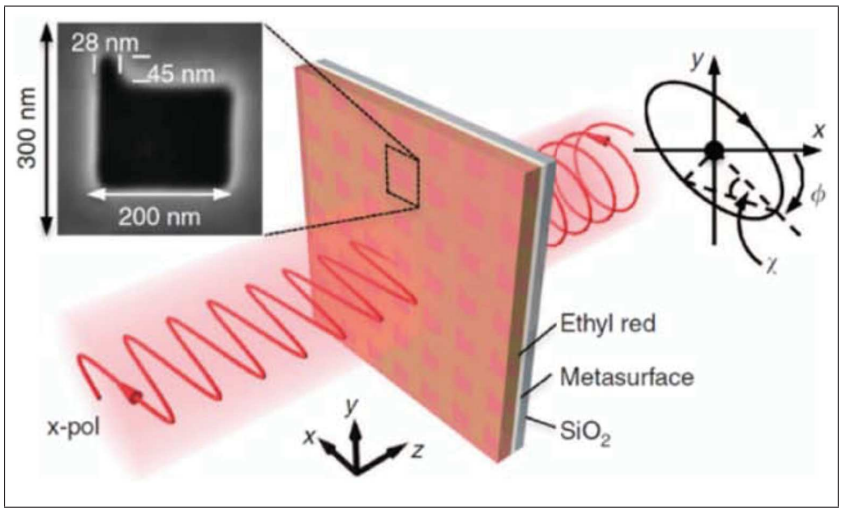

FIGURE 4.2 – Schéma d'une métasurface optiquement réglable à base de polymère optiquement sensible pour ajuster la polarisation de la lumière transmise [85].

Dans le domaine de l'infrarouge, les matériaux à changement de phase comme ceux composés d'alliages de germanium, d'antimoine et de tellure, permettent également de réaliser des métasurfaces optiquement réglables [86].

4.1.2 Accordabilité mécanique

L'application de forces mécaniques sur une métasurface permet également de contrôler efficacement ses propriétés optiques avec notamment des systèmes microélectromécaniques (MEMS). Une modulation électromécanique de la lumière dans le proche infrarouge a été démontrée en 2013 par Ou *et al.* : l'utilisation d'un système microélectromécanique permet de conduire à une modulation de réflexion jusqu'à 8% à 1,5 μm [87].

On recense également l'utilisation de substrats extensibles et flexibles [88]. Cette approche d'accordabilité s'appuie sur le contrôle des distances d'espacement des atomes avec l'application d'une force, modifiant alors leurs interactions et entrainant une modification significative des propriétés électromagnétiques.

Enfin, la microfluidique est une autre technologie utilisée pour réaliser des dispositifs accordables mécaniquement dans différents domaines de fréquence. La figure 4.3 présente un absorbeur de lumière accordable en bande X qui fonctionne sur la base de l'injection d'un alliage métallique eutectique gallium-indium (EGaIn) à l'aide de canaux microfluidiques [89]. La réponse optique est différente lorsque les canaux sont remplis ou vides mais l'inconvénient principal est le temps de réponse.

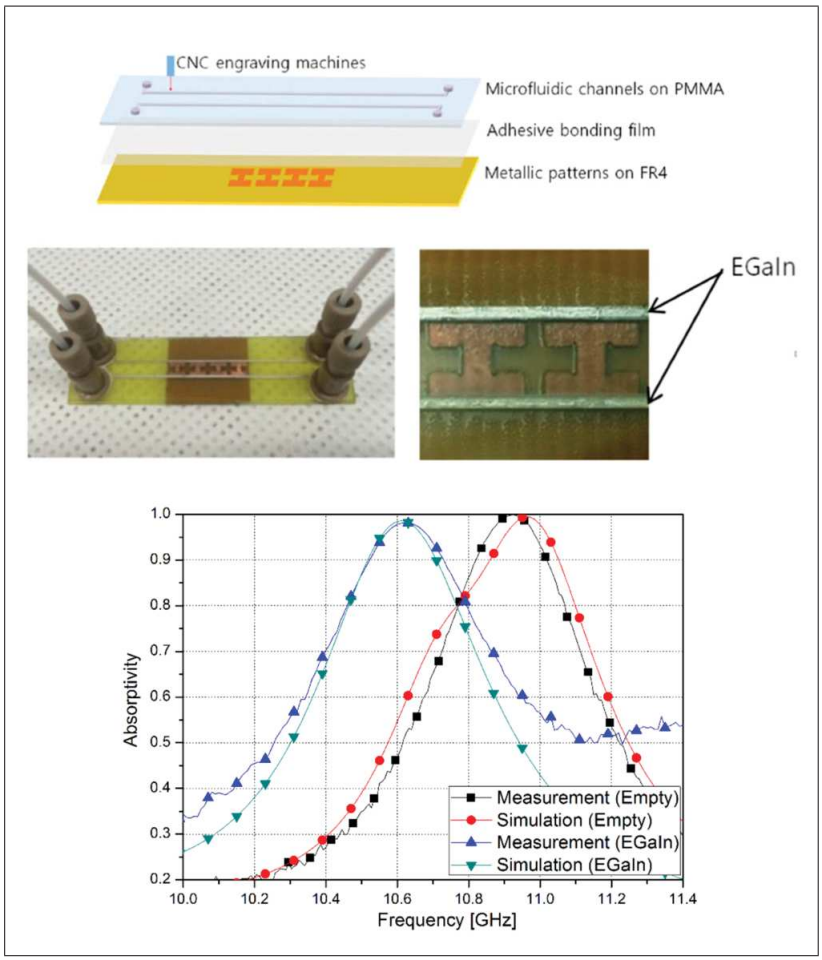

FIGURE 4.3 – Haut : Schéma et photographie d'un absorbeur de lumière accordable en bande X à l'aide de canaux microfluidiques. Bas : Calculs et mesures de l'absorption du dispositif en fonction de la fréquence [89].

4.1.3 Accordabilité thermique

Les matériaux thermosensibles (comme par exemple les matériaux à changement de phase ou les cristaux liquides) ont du potentiel pour réaliser des applications d'accordabilité.

Le dioxyde de vanadium (VO_2) est un exemple de matériau à changement de phase et présente une transition métal-isolant à 340 K. Driscoll *et al.* ont incorporé des structures métalliques sur un substrat de VO_2 puis, en faisant varier la température pour induire la transition de phase, ils ont démontré une modulation de 20% sur la transmission lumineuse à travers le système à 1,5 THz [90].

Les indices de réfraction des cristaux liquides sont dépendants de la température. De ce fait, Sautter *et al.* ont fabriqué une métasurface constituée de nanodisques de silicium avec des cristaux liquides. Ils ont alors démontré que la résonance électromagnétique peut être être modifiée en faisant varier la température [91]. La figure 4.4 montre un décalage de 40 nm de la longueur d'onde de résonance ainsi qu'un changement de transmittance important par modification de la température. Ici aussi, le principal inconvénient est le temps de réponse lent du dispositif.

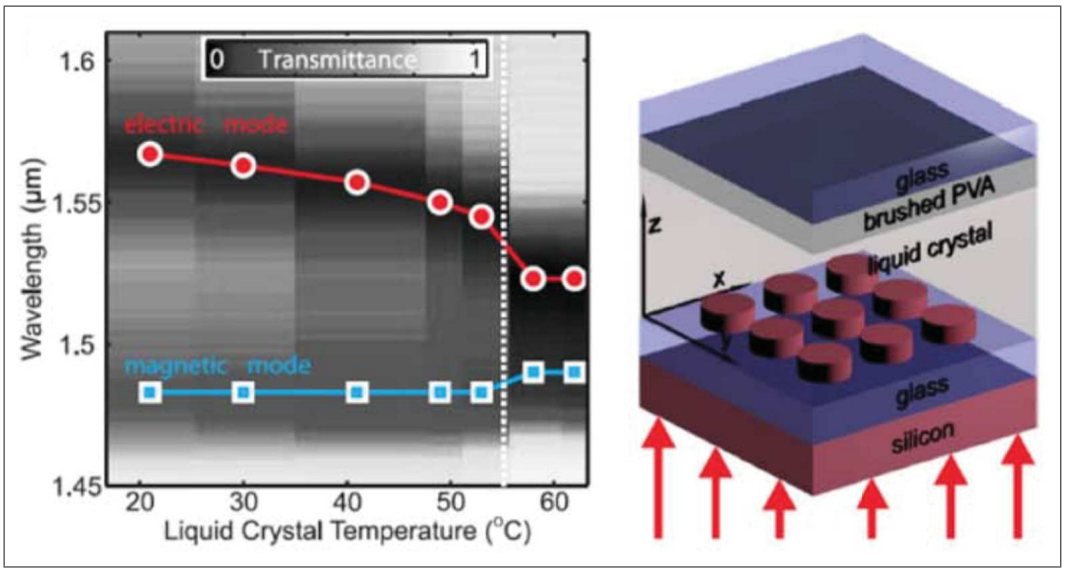

FIGURE 4.4 – Droite : Schéma de la métasurface constituée du nanodisque en silicium intégré dans une cellule à cristaux liquides. Gauche : Spectre de transmittance en fonction de la température expérimentale [91].

4.1.4 Accordabilité à base d'autres mécanismes

De nombreux autres mécanismes sont utilisés pour réaliser des applications d'accordabilité dans différentes gammes de fréquences. L'incorporation de matériaux ferroélectriques permet de les contrôler en appliquant un champ magnétique [92]. En parallèle, il est également possible d'utiliser une approche chimique pour modifier certains composants chimiques des matériaux constitutifs des dispositifs, produisant ainsi des réponses optiques accordables [93].

4.1.5 Accordabilité électrique

La dernière approche adoptée consiste à intégrer des matériaux électriquement sensibles. On recense notamment les diodes, les cristaux liquides, les semi-conducteurs dopés ou encore le graphène.

Pour les fréquences micro-ondes, les diodes sont fréquemment utilisées car leurs réponses électromagnétiques peuvent être considérablement ajustées en appliquant des tensions externes. Par exemple, dans la référence [94], les auteurs font varier la tension appliquée aux bornes de diodes PIN incorporées au sein d'un composant métal-isolant-métal résonant. Ils peuvent alors contrôler les états « off » (à 0 V) et « on » (à 0,75 V) des diodes en appliquant une tension électrique à leurs bornes et ainsi rendre le dispositif de réflecteur à absorbeur parfait. La figure 4.5 présente la réponse en réflexion du dispositif.

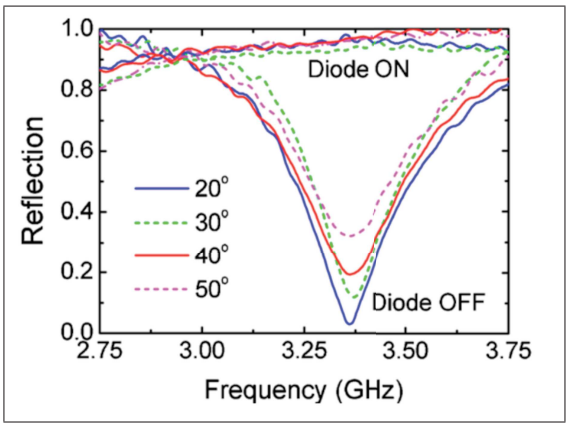

FIGURE 4.5 – Spectres de réflexion mesurés sous incidence oblique du dispositif présenté en [94].

Il existe de nombreux exemples de dispositifs accordables ([95], [96]) sur la base de ce mécanisme d'insertion d'une diode au sein de mon composant GMR est une solution que j'ai décidé d'étudier dans le chapitre suivant.

Le graphène peut-être utilisé pour réaliser des dispositifs accordables dans les régimes THz et IR. La figure 4.6, issue de [97], présente un métamatériau MIR composé de disques de graphène. Il est démontré qu'en nanostructurant une couche de graphène sous forme d'un réseau de nanodisques, son efficacité d'absorption peut être augmentée de 3 % à 30 %. De plus, en incorporant ces réseaux de nanodisques de graphène dans un dispositif actif (dans un gel ionique et couvert par de l'or), il est démontré que cette efficacité d'absorption améliorée est réglable en tension.

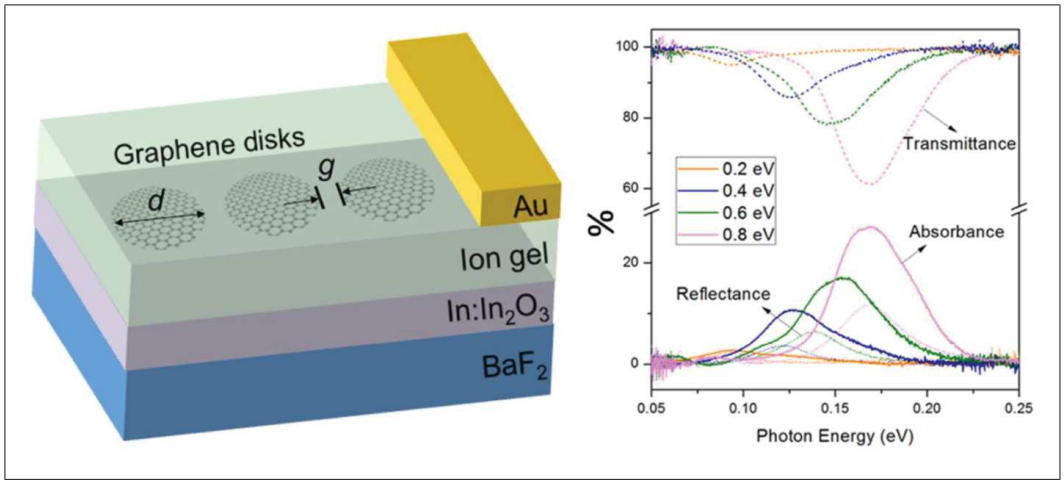

FIGURE 4.6 – Gauche : Schéma d'un absorbeur accordable dans le moyen infrarouge à base de disques de graphène. Droite : Spectres de transmission, d'absorption et de réflexion [97].

On recense également les cristaux liquides en guise d'éléments actifs. Par des champs électriques externes, on peut contrôler les angles d'orientation des molécules dans les cristaux liquides, ce qui conduit à des modulations importantes sur l'indice de réfraction. Les propriétés de résonance des composants comprenant des cristaux liquides sont alors facilement modifiables.

La figure 4.7 est une représentation schématique d'un absorbeur de lumière à base de cristaux liquides accordables et qui fonctionne autours de 2,62 THz. L'application d'une tension électrique entraîne un changement considérable dans l'alignement des cristaux liquides et modifie l'indice de réfraction. La force du pic d'absorption à 2,62 THz. est alors modifiée [98].

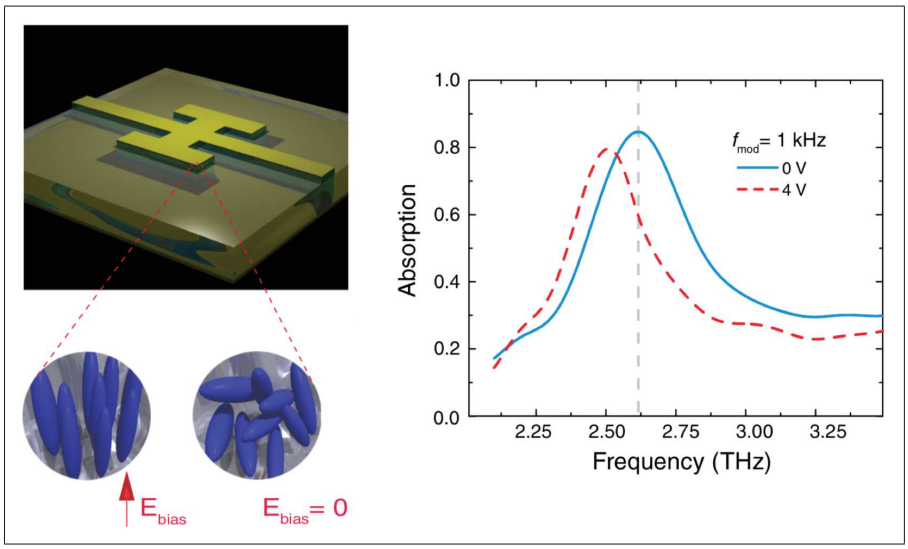

FIGURE 4.7 – Gauche : Schéma d'un absorbeur de lumière dont l'alignement des cristaux liquides peut être contrôlé par application d'une tension électrique. Droite : Absorption en fonction de la fréquence pour 0 V et 4 V [98].

À la liste des matériaux intéressants pour le filtrage spectral accordable électriquement, s'ajoutent les semi-conducteurs d'oxyde. En raison de leur large bande interdite, ils sont transparents dans le domaine visible et sont donc connus sous le nom d'oxydes conducteurs transparents. Capables d'être fortement dopés, leurs propriétés optiques peuvent être réglées en appliquant une tension et ces matériaux sont de bons candidats pour la conception de dispositifs accordables à base de métamatériaux [99], [100].

Ces différents matériaux tels que le graphène, les cristaux liquides et les semi-conducteurs d'oxyde proposent donc un potentiel intéressant pour réaliser du filtrage accordable électriquement. Néanmoins ils ne sont pas compatibles avec les matériaux que j'utilise, les semi-conducteurs III-V, dans le but de réaliser un composant par intégration monolithique, et qui constitue un objectif important au sein de cette thèse.

Filtrage spectral accordable électriquement à base de semi-conducteurs III-V

Nous avons donc parcouru ci-dessus une grande variété de mécanismes et de matériaux pour réaliser des applications d'accordabilité opérant dans différentes gammes de fréquences.

Dans le contexte de la plasmonique, les métaux possèdent une densité de porteurs si élevée que la modulation réalisable est souvent faible. En revanche, pour les semi-conducteurs dopés l'accumulation et la déplétion des charges permettent de modifier la fréquence plasma du matériau (figure 1.6).

J'étudie les matériaux semi-conducteurs III-V qui, lorsqu'ils sont dopés puis soumis à une tension électrique, voient leur indice de réfraction modifié et, de ce fait, constituent de bons candidats pour des applications d'accordabilité. Plusieurs dispositifs ont déjà été proposés comme notamment les deux exemples suivants.

La figure 4.8 montre une couche mince d'antimoniure d'indium dopée de type n et intégrée dans une nanocavité optique d'épaisseur inférieure à la longueur d'onde. Cette structure est un absorbeur de lumière réglable électriquement dans le visible et le proche infrarouge [101].

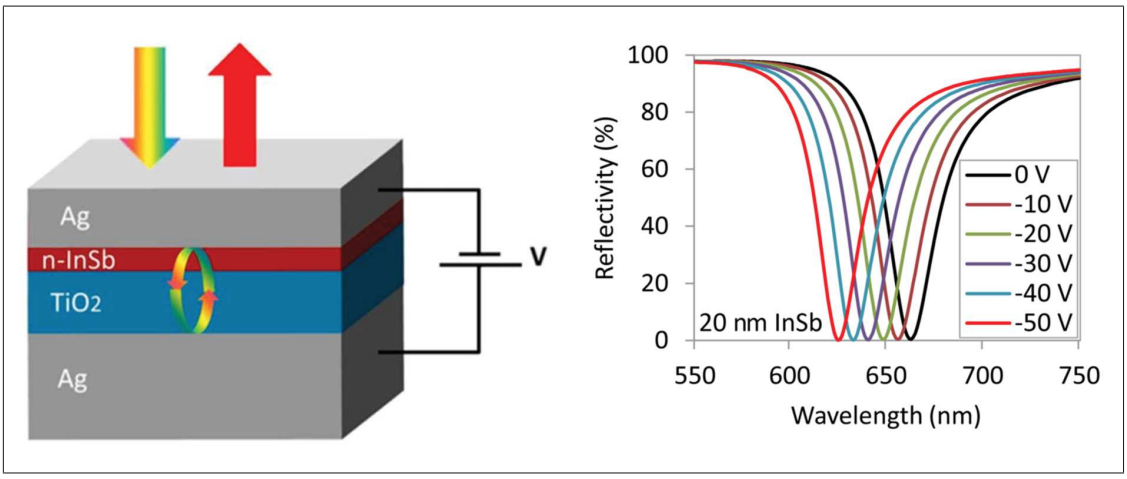

FIGURE 4.8 – Gauche : Schéma d'un absorbeur de lumière réglable électriquement dans le visible et le proche infrarouge à base d'antimoniure d'indium dopé de type n. Droite : Calculs de la réflexion en fonction de la longueur d'onde sous incidence normale et pour une épaisseur de 20 nm de n-InSb. [101].

.

Un autre exemple est présenté en figure 4.9. Il s'agit des premiers dispositifs THz électriquement accordables fondés sur des couches plasmoniques en or sur des substrats en GaAs. Le film métallique est déposé sur une couche de GaAs dopé n et l'ensemble forme une diode Schottky. En appliquant une polarisation inverse, il est alors possible de dépléter la couche de GaAs dopé n et alors de moduler la transmission THz jusqu'à 50% [43], [102].

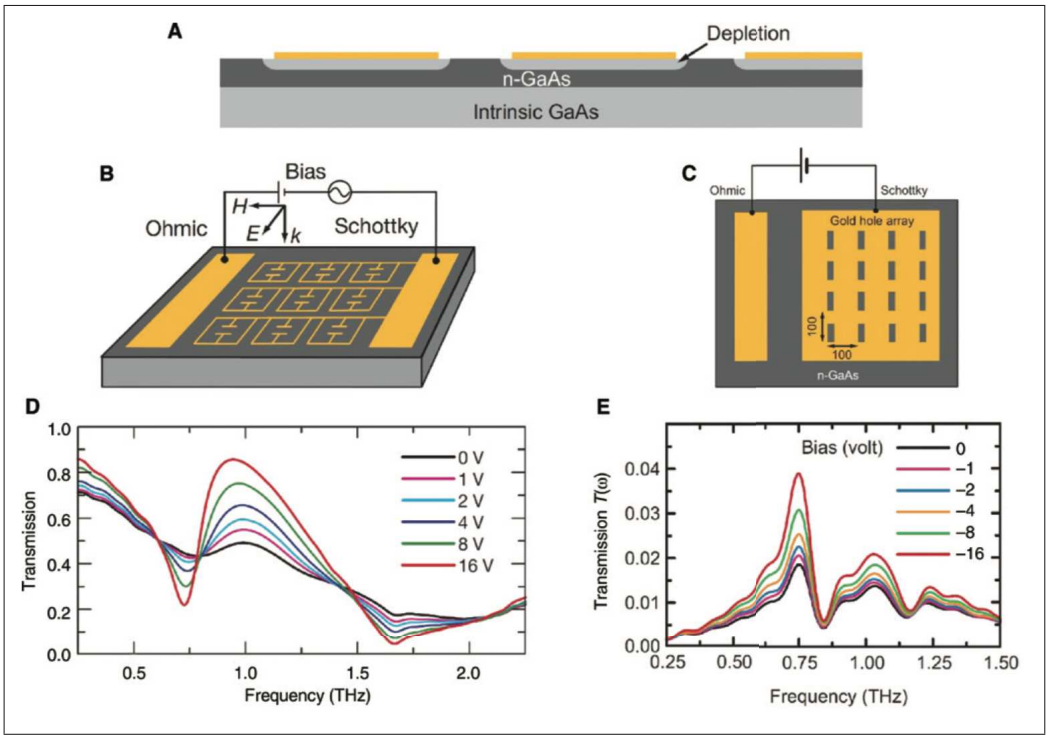

FIGURE 4.9 – (A) Vue en coupe de la structure montrant les régions de déplétion. (B et C) Schémas des réseaux de métamatériaux et de trous métalliques. (D et E) Spectres de transmission pour les réseaux de métamatériaux et les réseaux de trous métalliques en fonction de la polarisation inverse appliquée [43], [102].

Ces exemples montrent le potentiel offert par les semi-conducteurs dopés pour l'accordabilité électrique de filtres spectraux nanostructurés. Lorsque le composant est mis sous tension, la position des porteurs libres du semi-conducteur dopé peut alors être modifiée et entrainer un changement local des propriétés optiques du matériau. Néanmoins, ces dispositifs ne sont pas intégralement composés de matériaux semi-conducteurs (mais aussi de métaux comme l'or et l'argent) et ne sont pas opérationnels dans le LWIR.

Réaliser un pixel ajustable électriquement entièrement constitué de matériaux semi-conducteurs serait également intéressant pour faciliter la fabrication d'une matrice plan-focal multispectrale.

Dans la suite de ce manuscrit, je vais décrire les différentes études que j'ai menées pour tenter de réaliser du filtrage spectral accordable électriquement avec des matériaux semi-conducteurs III-V, c'est-à-dire compatibles avec les matériaux des photodétecteurs infrarouges. Ce travail est gouverné par l'objectif de moduler localement l'indice de réfraction du matériau dans le but de modifier la longueur d'onde de résonance du filtre.

5 Différentes approches pour l'accordabilité électrique d'un filtre spectral GMR tout semi-conducteur

Au sein de ce chapitre, je vais m'intéresser à l'étude de la modification de la réponse optique du filtre spectral GMR par l'application d'une tension électrique.

L'orientation technologique est donc d'ajuster la longueur d'onde de résonance en fonction d'une tension électrique appliquée, comme présenté en figure 5.1. De ce fait, on pourrait envisager un balayage spectral quasi-continu permettant de définir plusieurs fenêtres spectrales de détection pour le composant.

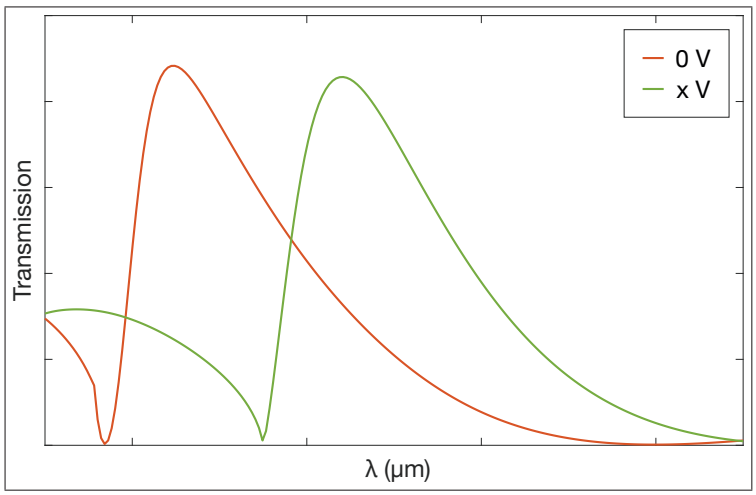

FIGURE 5.1 – Longueur d'onde de résonance de spectres de transmission modulée par l'application d'une tension électrique.

Pour commencer, j'envisage d'appliquer cette tension électrique aux deux extrémités du réseau de diffraction (lors de la fabrication du dispositif, on ajouterai des électrodes). Ce premier principe d'accordabilité de la réponse spectrale du filtre GMR est étudié dans le but de déplacer les électrons libres issus du dopage.

L'objectif est de modifier la position des porteurs de charges au niveau de l'interface entre le réseau et le guide d'onde (n-InAsSb/GaSb), ce qui modifierait alors localement l'indice de réfraction et donc directement les conditions de guidage de la lumière par variation de phase. En modifiant le déphasage $\Delta\varphi$, le mode guidé est différent tout comme la longueur d'onde du filtre. La figure 5.2 présente schématiquement ce principe d'accordabilité électrique.

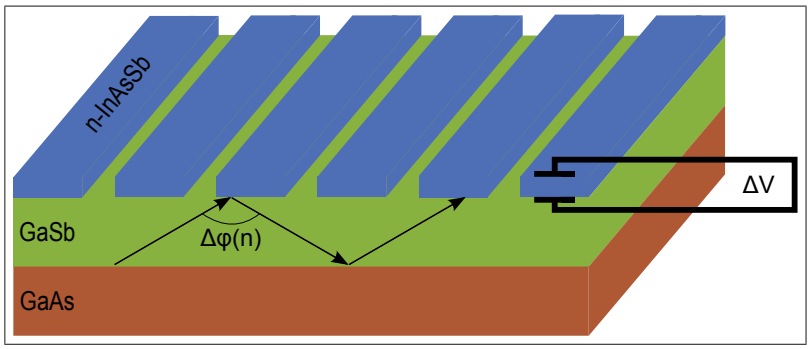

FIGURE 5.2 – Principe de l'accordabilité électrique avec le filtre spectral GMR. Le déphasage à la réflexion sous la couche de n-InAsSb est variable en fonction de la tension appliquée aux bornes du réseau.

Pour finir sur cette première approche, je justifierai également le besoin d'insérer une barrière de potentiel entre le réseau et le guide d'onde avant de présenter les résultats théoriques obtenus pour deux cas de figure : l'accumulation et la déplétion des électrons dans le réseau de diffraction.

Dans un second temps, je me focaliserai sur l'application d'une tension électrique aux bornes du guide d'onde car dans les structures à résonance de mode guidé, le champ se concentre majoritairement à cet endroit.

En effet, la figure 5.3 montre la localisation des champs électrique et magnétique au sein du filtre spectral GMR. Ceux-ci se concentrent majoritairement dans le guide d'onde en GaSb :

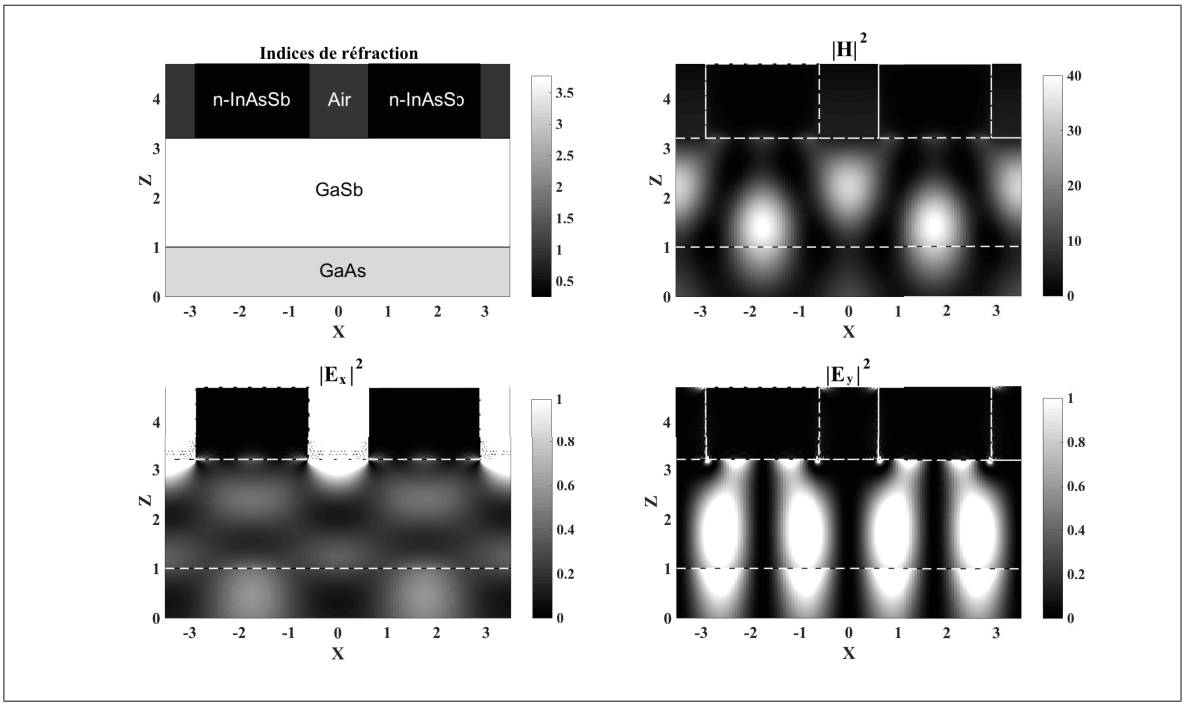

FIGURE 5.3 – Carte des champs électriques et magnétiques à la longueur de résonance $\lambda = 11,89$ μm, sous polarisation TM et sous incidence normale filtre spectral GMR avec un réseau en n^{++}-InAsSb ($N = 5,5e19$ cm^{-3}). ($p = 3{,}5$ μm, $w = 1{,}2$ μm, $t_g = 1{,}5$ μm, $t_w = 2{,}2$ μm).

Pour tenter de modifier la réponse en transmission du filtre spectral GMR, je présenterai une étude portant sur la mise en place d'une jonction P-N dans la couche de GaSb. En divisant cette couche en une partie dopée P et une seconde dopée N, on crée alors une zone de déplétion, qualifiée

également de zone de charges d'espace, dont la largeur peut-être ajustée par l'application d'une tension électrique. La figure 5.4 présente ce second principe d'accordabilité électrique étudié qui sera présenté plus en détail au sein de la partie consacrée à cette étude.

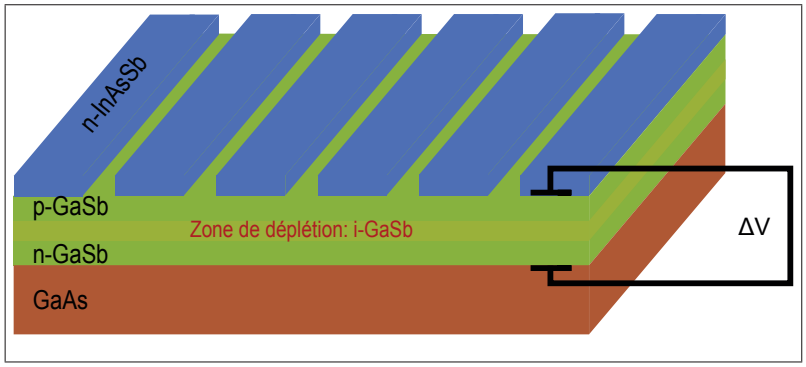

FIGURE 5.4 – Principe de l'accordabilité électrique avec une jonction P-N dans le guide d'onde : la largeur de la zone déplétion est ajustée par une différence de potentiel.

Pour finir, je présentai brièvement l'intérêt d'étudier un empilement de puits quantiques.

5.1 Étude du déplacement des charges libres dans le réseau de diffraction

5.1.1 Une barrière pour les électrons

Dans la références [103], les auteurs proposent un système à base d'InAs/GaSb/AlSb pour de la circuiterie plasmonique. Cependant, cette conception est limitée par l'alignement des bandes de l'InAs et du GaSb. En effet, la bande de valence du GaSb et la bande de conduction de l'InAs sont résonnantes, ce qui permet un courant à travers l'hétérojonction. De ce fait, l'accumulation de charge est entravée et les électrons ne sont donc pas bloqués à l'interface réseau-guide d'onde lors de l'application d'une tension électrique.

Les électrons pouvant alors circuler librement, j'ai cherché à insérer une barrière pour ces charges entre l'InAsSb et le GaSb dans le but de les bloquer au niveau de cette interface. Pour ce faire, j'ai effectué des simulations avec le logiciel Nextnano (www.nextnano.de) qui est conçu pour étudier des nanodispositifs en semi-conducteurs pour l'électronique et l'optoélectronique. En effet la structure électronique d'hétérostructures est calculée, notamment sous polarisation, en faisant appel à des concepts de mécanique quantique (méthode k.p). Ce logiciel permet donc de modéliser les diagrammes de bandes d'un empilement de matériaux semi-conducteurs. On réalise alors un programme dans lequel on renseigne l'épaisseur des différents matériaux, leur position et on peut également ajouter d'autres paramètres comme, par exemple, le dopage.

Ces simulations m'ont permis d'étudier l'insertion d'une barrière de potentiel pour les électrons : une couche d'AlAsSb comme présenté en figure 5.5.

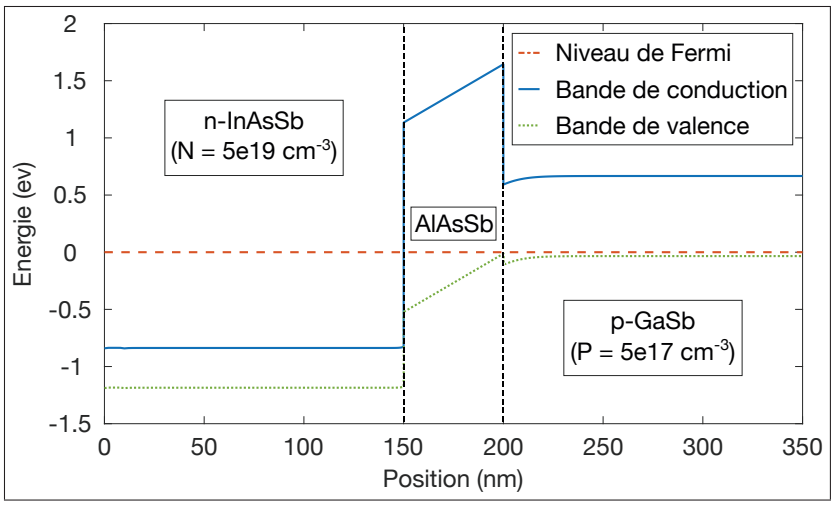

FIGURE 5.5 – Diagramme de bandes pour l'empilement n-InAsSb ($N = 5e19\ cm^{-3}$), AlAsSb et p-GaSb ($P = 1e17\ cm^{-3}$) mettant en évidence le rôle de la barrière pour les électrons. La couche de GaSb est faiblement dopée p dans le but d'améliorer la conduction des charges libres.

On observe donc qu'il n'est pas possible pour les électrons de la bande de conduction de la couche de n-InAsSb de passer à p-GaSb. La couche d'AlAsSb doit être suffisamment épaisse (supérieure à quelques nanomètres) afin que les électrons ne puissent pas la traverser par effet tunnel. J'ai choisi une épaisseur de 50 nm pour la barrière afin de m'affranchir de cet effet. J'ai ensuite étudié la mise sous tension de l'empilement.

5.1.2 Déplacement des électrons dans le réseau de diffraction

Accumulation des électrons

Dans un premier temps, j'ai effectué des simulations pour déterminer la concentration des porteurs à proximité de la barrière dans un régime d'accumulation. L'idée est de concentrer les charges à l'interface n-InAsSb/AlAsSb par l'application d'une tension électrique pour modifier localement l'indice de réfraction. J'ai testé différentes configurations avec Nextnano en faisant varier le taux de dopage dans la couche d'InAsSb et la valeur du potentiel électrique appliqué.

Je commence donc par déterminer le profil de répartition des charges à l'aide de Nextnano puis, je segmente en différentes régions ce profil afin de déterminer des couches dont la densité de charges varie de l'une à l'autre. La modélisation discontinue de ces couches de densité de charges différentes et donc d'indices de réfraction différents me permet alors d'étudier la réponse optique de l'empilement avec RETICOLO. Je peux ainsi déterminer les modifications sur la réponse optique du composant GMR. La figure 5.6 présente le passage de Nextnano à RETICOLO pour un profil quelconque de densité d'électrons :

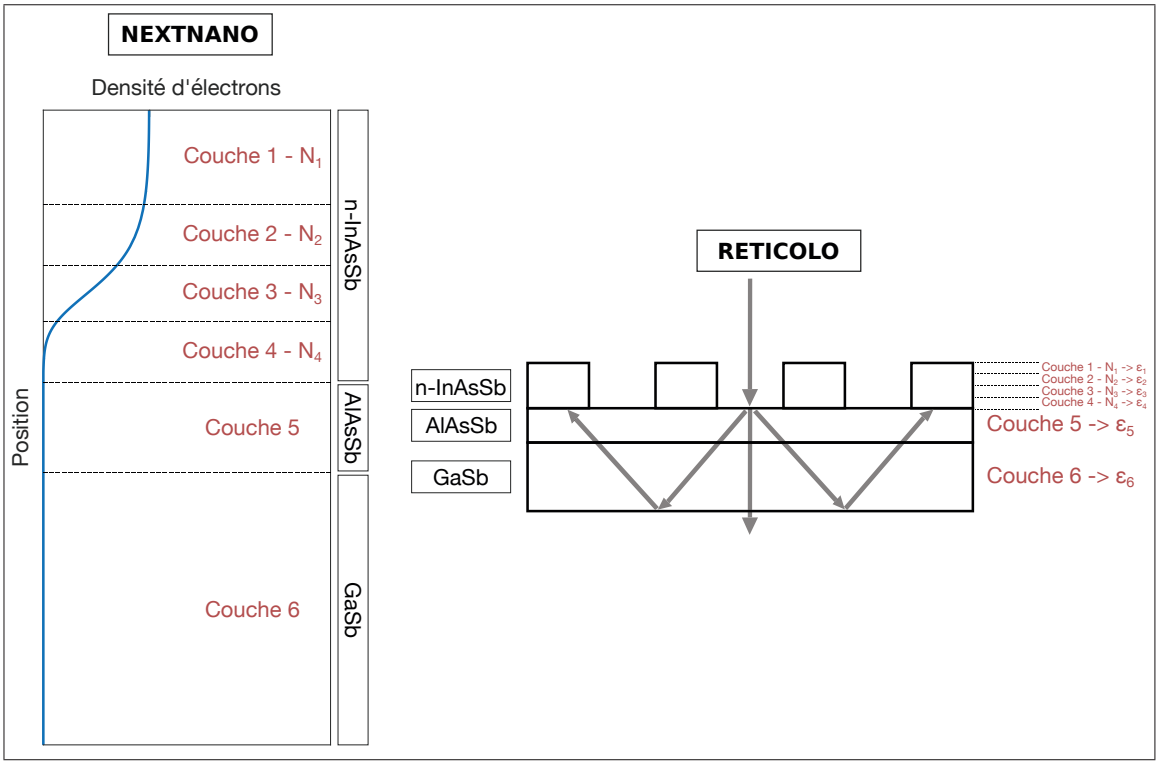

FIGURE 5.6 – Passage de Nextnano à RETICOLO. Le profil de répartition des électrons obtenu avec Nextnano permet de déterminer différentes couches dont la densité d'électrons N diffère et ainsi calculer la permittivité ϵ relative à chaque couche avec le modèle de Drude. Ces permittivités permettent alors de déterminer la réponse optique du composant avec RETICOLO.

En faisant varier la tension électrique aux bornes du réseau de diffraction, on modifie le profil de répartition des charges et donc l'empilement des couches sur RETICOLO ainsi que la réponse optique du composant.

Avec la figure 5.7, je montre un exemple de profil de répartition des électrons pour le système constitué d'une couche de n-InAsSb ($N = 5e19\ cm^{-3}$), d'une barrière d'AlAsSb et d'une couche de p-GaSb ($P = 1e17\ cm^{-3}$).

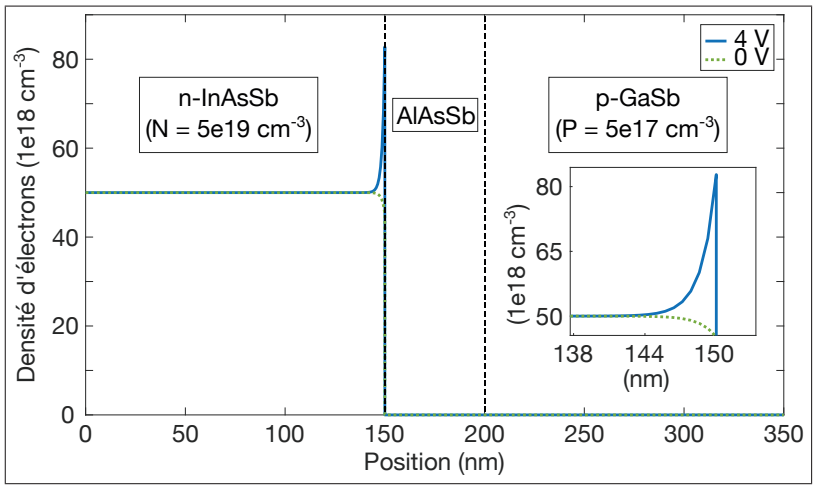

FIGURE 5.7 – Densité d'électrons en fonction de la position dans la structure (n-InAsSb ($N = 5e19\ cm^{-3}$) / AlAsSb /p-GaSb ($P = 1e17\ cm^{-3}$)) pour des valeurs de tension de 0 V et 4 V (un zoom pour la zone d'intérêt est également présenté).

On observe une forte accumulation d'électrons à proximité de la barrière d'AlAsSb pour une tension de 4 V. Une partie des électrons est donc déplacée et la valeur maximale est de $8,3e19\ cm^{-3}$, ce qui entraine une importante modification locale de la permittivité. À la longueur d'onde $\lambda = 12\ \mu m$, on a $\epsilon_{InAsSb} = -39,9 + 3,2i$ pour $N = 5e19\ cm^{-3}$ et $\epsilon_{InAsSb} = -62,8 + 4,6i$ pour $N = 8,3e19\ cm^{-3}$.

Ces résultats m'ont alors permis d'étudier les modifications sur la réponse optique du composant GMR. Le réseau, le guide d'onde et le substrat sont toujours en n-InAsSb, GaSb et GaAs respectivement.

La seule différence avec le composant présenté préalablement (figure 2.1) est l'introduction de la couche d'AlAsSb entre le réseau et le guide d'onde, qui joue le rôle de barrière de potentiel, et dont la valeur de l'indice de réfraction, n = 3,28, est tirée de [104]. La figure 5.8 présente schématiquement le composant avec la barrière.

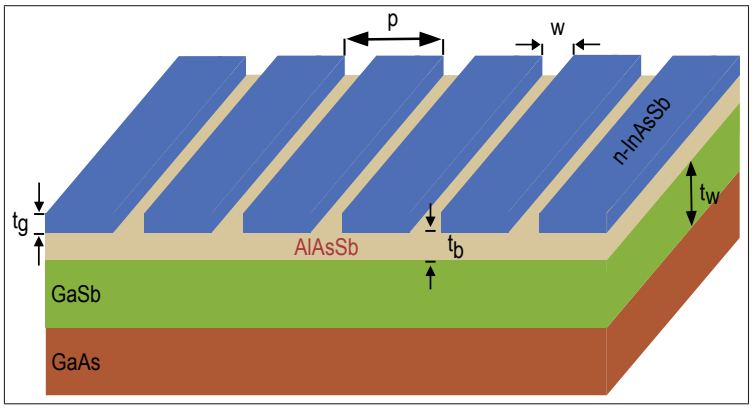

FIGURE 5.8 – Filtre GMR composé d'un substrat en GaAs, d'un guide d'onde en GaSb, d'une barrière de potentiel en AlAsSb d'épaisseur t_b et d'un réseau en n-InAsSb.

Néanmoins, l'accumulations des charges s'effectue sur une trop faible distance (quelques nanomètres comme le montre le zoom sur la figure 5.7) pour observer une modification pertinente du déphasage à la réflexion sous la couche de n-InAsSb.

En effet, j'ai étudié la réponse optique avec RETICOLO d'un filtre spectral GMR avec et sans tension électrique mais la longueur d'onde de résonance n'est pas modifiée comme le montre la figure 5.9. L'accumulation des électrons à l'interface réseau-guide d'onde est donc un phénomène trop localisé pour permettre une modification de la réponse optique du composant.

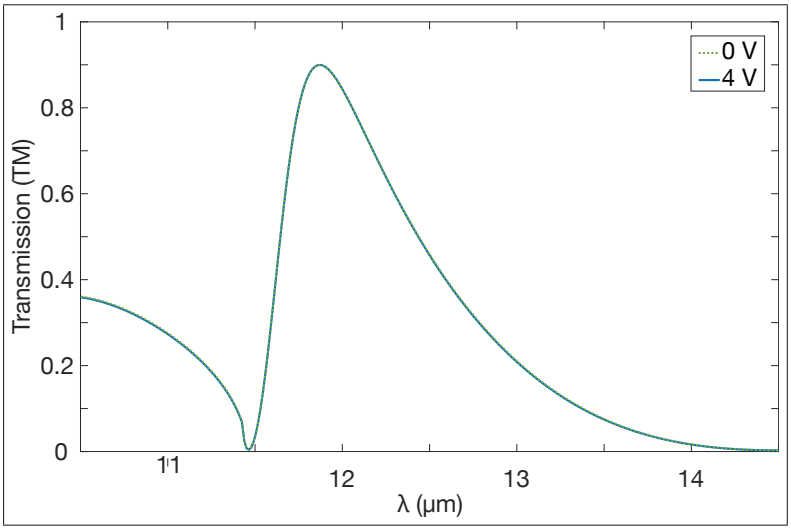

FIGURE 5.9 – Spectres de transmission calculés sous incidence normale et sous polarisation TM pour 0 V et 4 V pour le régime d'accumulation. (p = 3,5 μm, w = 1,2 μm, t_g = 1,5 μm, t_b = 0,1 μm, t_w = 2,2 μm).

Déplétion des électrons

La seconde stratégie adoptée consiste à inverser la polarisation dans le but de dépléter la couche de n-InAsSb comme présenté en figure 5.10. On observe que pour un dopage $N = 1e17$ cm^{-3} et pour un potentiel de 2V, la largeur à mi-hauteur du profil de répartition des électrons est de 80 nm. On constate donc que dans ce régime de déplétion, la modulation de concentration des porteurs se fait sur une distance plus importante que pour le régime d'accumulation.

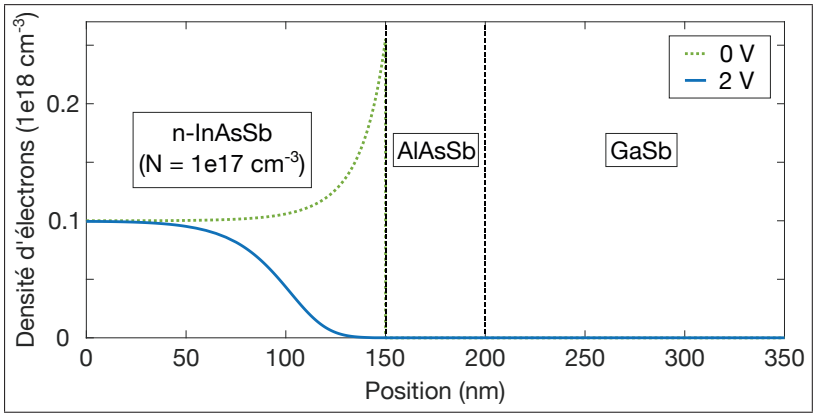

FIGURE 5.10 – Densité d'électrons en fonction de la position dans la structure (n-InAsSb ($N = 1e17$ cm^{-3}) / AlAsSb /GaSb pour des valeurs de tension de 0 V et 2V. Pour un potentiel de 0 V, les électrons se répartissent sur les bords de la couche de n-InAsSb du fait de la nature du matériau de la couche voisine qui modifie localement le niveau de Fermi [103].

Les études que j'ai menées dans le moyen et le lointain infrarouge conduisent à la même conclusion que pour le régime d'accumulation. En effet, la longueur d'onde de résonance n'est pas modifiée comme le montre les spectres de transmissions calculés pour 0 V et 2 V et présentés

en figure 5.11 :

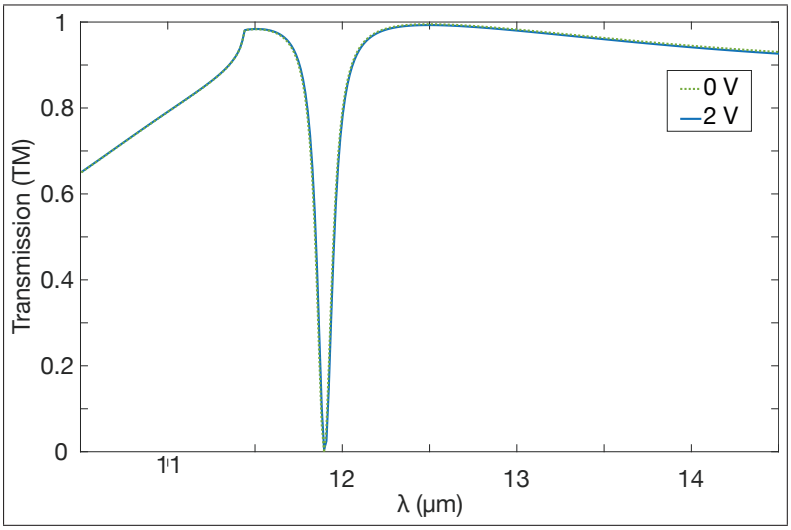

FIGURE 5.11 – Spectres de transmission calculés sous incidence normale et sous polarisation TM pour 0 V et 2 V pour le régime de déplétion. (p = 3,5 μm, w = 1,2 μm, t_g = 1,5 μm, t_b = 0,1 μm, t_w = 2,2 μm).

Du fait de la valeur du dopage de $N = 1e17\ cm^{-3}$, le semi-conducteur se comporte désormais comme un diélectrique et cela permet d'expliquer pourquoi on observe une résonance inversée (c'est-à-dire que l'on a un pic de transmission nul ici par rapport aux précédents cas étudiés).

L'étude s'est alors déplacée dans le domaine des ondes térahertz. En effet, pour un dopage $N = 1e17\ cm^{-3}$, n-InAsSb perd son comportement métallique dans le LWIR : pour une longueur d'onde $\lambda = 10\ \mu m$, Re(ϵ_{InAsSb}) = 10,05 et Im(ϵ_{InAsSb}) = 0,019. En revanche, pour une longueur d'onde $\lambda = 100\ \mu m$, Re(ϵ_{InAsSb}) = -17,1568 et Im(ϵ_{InAsSb}) = 14,63, et n-InAsSb se comporte comme un métal.

J'ai alors fait varier les paramètres géométriques du filtre spectral GMR afin de modifier la position de la résonance dans le but d'observer une modification de la réponse optique plus importante. Avec la figure 5.12, je présente les spectres de transmission calculés avec RETICOLO pour les cas de figure 0 V et 2 V.

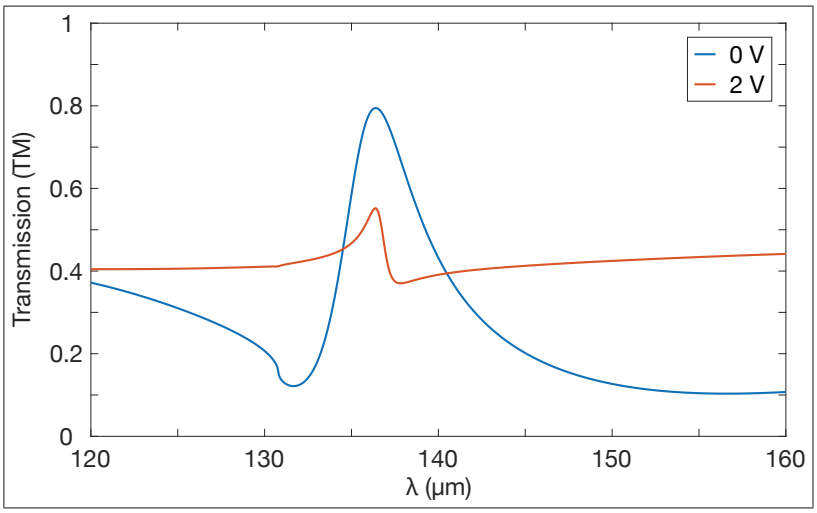

FIGURE 5.12 – Spectres de transmission calculés pour le filtre spectral GMR avec une barrière en AlAsSb pour 0 V et 2 V. ($p = 40\ \mu m$, $w = 20\ \mu m$, $t_g = 20\ \mu m$, $t_b = 0{,}1\ \mu m$, $t_w = 30\ \mu m$).

On observe une modification significative de la réponse optique pour ce design entre 0 V et 2 V. Les spectres de transmission calculés sont très différents : à 0 V on a une résonance GMR qui se voit très impactée lorsque le réseau en n-InAsSb est soumis à une tension de 2 V. Ce résultat est intéressant car il démontre la possibilité de modifier la réponse en transmission du filtre spectral GMR en appliquant une différence de potentiel aux bornes du réseau de diffraction.

En revanche la bascule vers la fabrication d'un échantillon s'avère compliquée. En effet, les paramètres géométriques renseignés dans le titre de la figure 5.12 montrent que les épaisseurs du réseau et du guide sont difficilement atteignables avec l'épitaxie par jet moléculaire (plusieurs jours seraient nécessaires pour épitaxier l'empilement souhaité). Néanmoins, il existe des techniques d'épitaxie plus rapides qui permettraient de réaliser un tel composant : l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM) et l'épitaxie en phase vapeur d'hydrure (EPVH).

5.2 Étude de la modulation de l'indice de réfraction dans le guide d'onde

5.2.1 Étude d'une jonction P-N dans le guide d'onde

Les travaux se sont portés sur l'idée de mettre en place une jonction P-N dans le guide d'onde. En divisant la couche de GaSb en une partie dopée P et une seconde dopée N, on crée alors une zone de déplétion qualifiée également de zone de charges d'espace.

Lorsque l'on met en contact, un semi-conducteur de type N avec un semi-conducteur de type P, cela permet de réaliser une jonction P-N. Les électrons majoritaires du côté N diffusent alors vers la zone P et les trous majoritaires du côté P diffusent vers la zone N. Cette diffusion entraine alors la présence d'ions de charges opposées dans les zones délaissées par les électrons et les trous. Les électrons qui se sont déplacés vers la zone P se recombinent avec les trous majoritaires et les trous qui se sont déplacés vers la zone N se recombinent avec les électrons majoritaires.

Il y a donc une zone sans électrons dans le semi-conducteur de type N et une zone sans trous dans le semi-conducteur de type P à la jonction alors que ces zones contiennent toujours les ions résultant des atomes dopants. La juxtaposition de ces deux zones sans porteurs libres et chargées électriquement forme la zone de déplétion. Enfin, le champ électrique généré par cette zone,

entraîne les électrons et les trous dans le sens opposé au phénomène de diffusion et la jonction atteint alors un équilibre lorsque le phénomène de diffusion et le champ électrique se compensent.

La largeur de la zone de charges d'espace peut-être ajustée par l'application d'une tension électrique, ce qui fait que le guide d'onde se subdivise alors en trois sous-couches et que l'on a alors trois indices de réfraction différents.

Pour la couche en GaSb dopée n, j'utilise le modèle de Drude pour les électrons pour calculer l'indice de réfraction. En ce qui concerne la couche en GaSb dopée p, j'applique ici le modèle de Drude aux trous. Pour le calcul de la masse effective des trous, m_{eff-t} , j'utilise la formule tirée de [105] qui considère une moyenne entre la masse effective des trous lourds, m_{eff-hh} , et celle des trous légers, m_{eff-lh} :

$$m_{eff-t} = \frac{m_{eff-lh}^{3/2} + m_{eff-hh}^{3/2}}{m_{eff-lh}^{1/2} + m_{eff-hh}^{1/2}} \tag{5.1}$$

Au niveau de la zone de charge d'espace (ZCE), il n'y a pas de porteurs libres donc le modèle de Drude n'est pas approprié pour modéliser l'indice de réfraction. J'ai étudié des articles ([106], [107], [108]) présentant des guides d'onde optiques formés d'une jonction P-N et mis sous tension pour observer les phénomènes physiques qui interviennent dans la modulation de l'indice de réfraction. J'ai observé que les effets liés aux porteurs de charge étaient dominants. En effet, l'absorption de charges libres est plus importante en comparaison des différentes contributions des autres effets physiques intervenant dans la modulation de l'indice de réfraction comme l'effet électro-optique linéaire ou l'effet de remplissage de bande.

De plus, lorsque l'on retire les charges libres issus du dopage, l'indice optique du matériau est peu modifié par rapport à sa valeur intrinsèque du fait de la concentration des atomes qui est largement supérieure à la quantité de dopants insérée. C'est pourquoi je considère la valeur de l'indice de réfraction du GaSb intrinsèque [62] dans la couche de la zone de déplétion.

Une fois les paramètres optiques des différentes couches du guide d'onde définis, j'ai mis en place les paramètres relatifs à la géométrie de la zone de charge d'espace.

Pour commencer, dans une jonction P-N sans tension externe appliquée, une condition d'équilibre est atteinte dans laquelle une différence de potentiel se forme à travers la jonction. Cette différence de potentiel est notée V_{bi}, pour *built-in potential* en anglais, et définie par la formule :

$$V_{bi} = \frac{k_B T}{e} ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} \tag{5.2}$$

avec k_B la constante de Boltzmann, T la température, e la charge élémentaire, N_D la densité de donneurs (c'est-à-dire le taux dopage de la partie dopée n), N_A la densité d'accepteurs (c'est-à-dire le taux dopage de la partie dopée p) et n_i la concentration intrinsèque des porteurs du matériau [109].

Sans l'application d'une tension électrique, la largeur de la zone de déplétion est définie par :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_r \epsilon_o}{e} (\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}) V_{bi}} \tag{5.3}$$

avec ϵ_r la permittivité relative du matériau et ϵ_o la permittivité du vide.

Lorsque l'on applique un potentiel V, la largeur de la zone de déplétion augmente ou diminue selon que l'on polarise en inverse ou en direct :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_r\epsilon_o}{e}(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D})(V_{bi} - V)} \tag{5.4}$$

La largeur de la zone de déplétion dans la région dopée p est définie par :

$$W_p = \frac{N_D W}{N_D + N_A} \tag{5.5}$$

et la largeur de la zone de déplétion dans la région dopée n est définie par :

$$W_n = \frac{N_A W}{N_A + N_D} \tag{5.6}$$

La figure 5.13 présente schématiquement la jonction P-N et la ZCE.

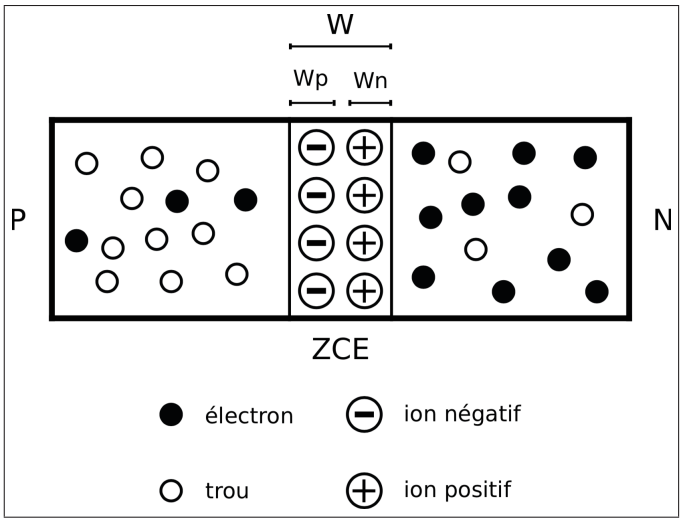

FIGURE 5.13 – Schéma de la jonction P-N et de la zone de charge d'espace résultante avec ses paramètres géométriques.

J'ai alors modélisé un filtre spectral GMR avec une jonction P-N dans le guide en GaSb. J'ai choisi pour les valeurs des densités d'accepteurs et de donneurs dans les régions dopées p et n : $N_A = 2e18\ cm^{-3}$ et $N_D = 5e17\ cm^{-3}$. La concentration intrinsèque des porteurs pour le GaSb est égale à $n_{i-GaSb} = 4,3e12\ cm^{-3}$ [69].

Pour la masse effective des trous, j'ai calculé une valeur de $m_{eff-t} = 0,3086m_o$ et j'ai choisi pour la masse effective des électrons : $m_{eff-e} = 0,05m_o$ (m_o est la masse de l'électron) afin de prendre en compte la légère augmentation de ce paramètre avec le dopage (la masse effective du GaSb intrinsèque étant de $m_{eff-e} = 0,042m_o$ [42]). Concernant les termes d'amortissement intervenant dans le modèle de Drude, j'ai travaillé avec $\gamma_p = 5e13\ rad.s^{-1}$ pour p-GaSb et $\gamma_n = 4e12\ rad.s^{-1}$ pour n-GaSb en se basant sur la travail de [110]. Les valeurs de la fréquence plasma écrantée pour les parties dopées p et n sont donc : $\omega_{p-p} = 3,8097e13\ rad.s^{-1}$ et $\omega_{p-n} = 4,7322e13\ rad.s^{-1}$.

La figure 5.14 présente, sur la plage de longueur d'onde 11-14 μm, l'évolution des parties réelle et imaginaire de la permittivité du GaSb pour les trois zones de la jonction P-N : zone dopée P, zone intrinsèque (que l'on considère comme étant la zone de charges d'espace) et zone dopée N.

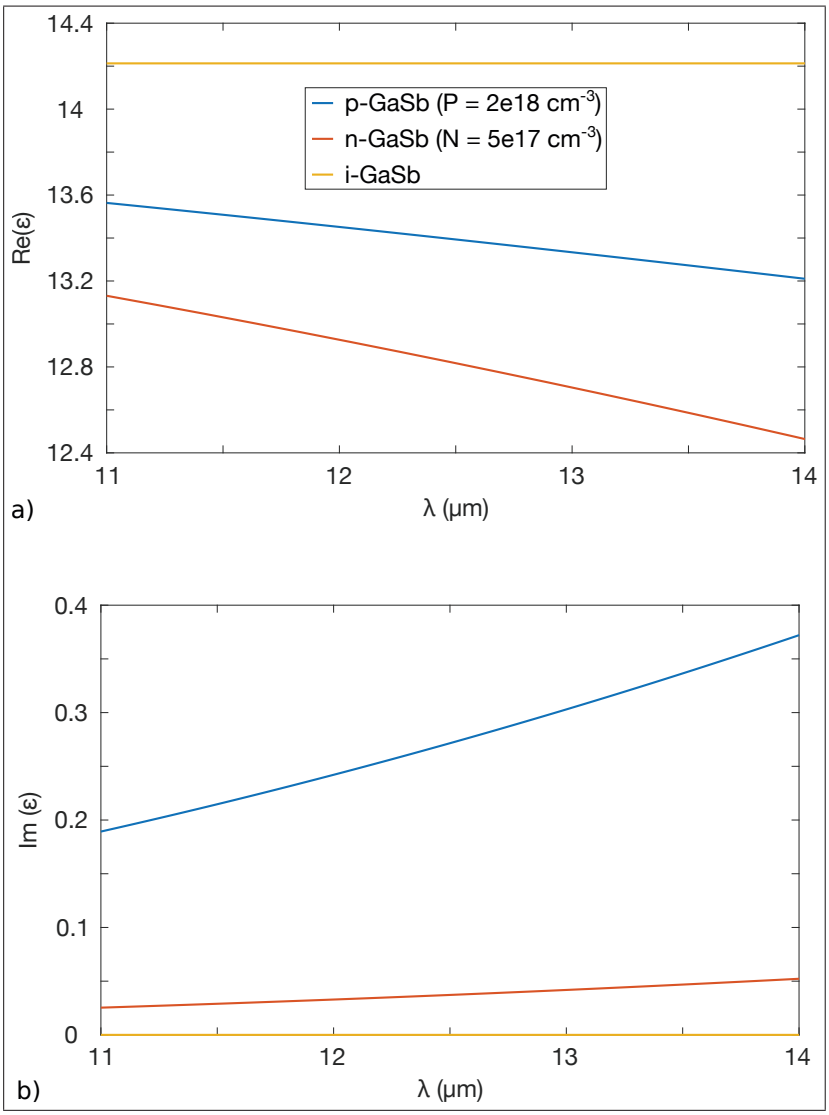

FIGURE 5.14 – Partie réelle (a) et imaginaire (b) calculées de la permittivité pour p-GaSb ($P = 2e18\ cm^{-3}$), n-GaSb ($N = 5e17\ cm^{-3}$) et i-GaSb.

On observe donc que la partie réelle de la permittivité diminue lorsque la longueur d'onde augmente pour p-GaSb et n-GaSb. La partie imaginaire de la permittivité pour p-GaSb et n-GaSb augmente avec la longueur d'onde.

Du fait que ces parties imaginaires ne soient pas nulles, contrairement au GaSb intrinsèque, on peut alors s'attendre à des pertes dans le guide. De ce fait, plus la partie en GaSb intrinsèque sera large, moins il y aura de pertes dans le guide.

Le réseau de diffraction est en n^{++}-InAsSb avec $N = 5,5e19\ cm^{-3}$ et le substrat en GaAs. La figure 5.15 présente les spectres de transmission calculés pour différentes polarisations électriques modélisés avec RETICOLO.

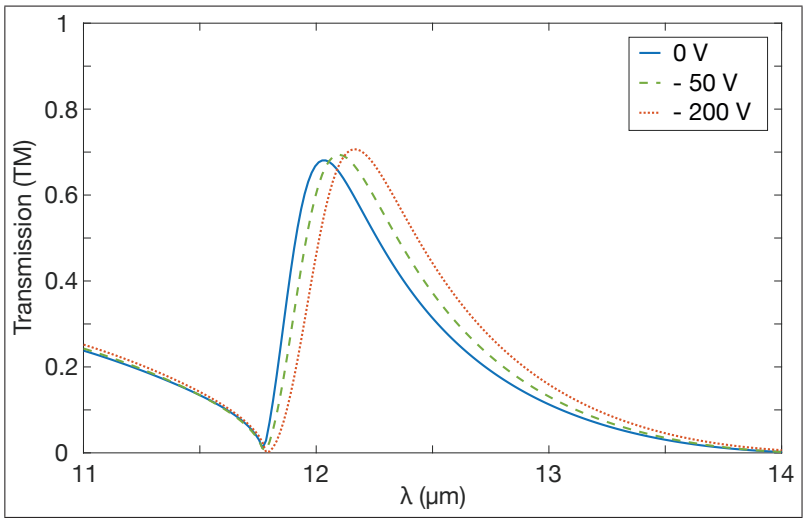

FIGURE 5.15 – Spectres de transmission calculés pour le filtre spectral GMR avec jonction P-N dans le guide d'onde pour 0 V, -50 V et -200 V. (p = 3,6 μm, w = 1,2 μm, t_g = 1,3 μm, t_w = 2,5 μm).

On observe donc que lorsque l'on polarise en inverse la jonction P-N dans le guide d'onde en GaSb, la longueur d'onde de résonance, λ_R, est légèrement décalée vers les hautes longueurs d'onde. De plus la valeur du maximum de transmission, T_{max}, augmente également légèrement, du fait de l'élargissement de la zone en GaSb intrinsèque et donc de l'amoindrissement des pertes dans le guide. Les valeurs de ces différents paramètres sont reportées en table 5.1.

Paramètres	0 V	-50 V	-200 V
T_{max} (%)	68,43	69,85	70,89
λ_R (μm)	12,02	12,1	12,16

TABLE 5.1 – Propriétés des filtres GMR désignés sous polarisation TM (cf. Fig. 5.15).

Ces résultats sont intéressants quant à l'objectif de réaliser du filtrage spectral accordable électriquement dans le lointain infrarouge. L'effet est présent mais on remarque qu'il est nécessaire d'utiliser des valeurs de potentiel électrique élevées (pour les précédentes études, j'ai également étudié les réponses des dispositifs sous de fortes valeurs de tension électrique mais je n'ai pas jugé nécessaire de les montrer car le système convergeait plus rapidement, c'est-à-dire qu'au delà d'une certaine valeur de tension, les réponses étaient les mêmes).

Ces valeurs m'ont donc amené à m'interroger sur la tension de claquage de la jonction P-N polarisée. La tension de claquage correspond à la tension électrique inverse maximale qui peut être appliquée à une diode avant de la rendre conductrice dans le sens bloquant. Une valeur trop importante peut détériorer le dispositif.

Pour les matériaux étudiés au sein de mes travaux de thèse, la valeur de la tension de claquage se situe aux alentours de la centaine de kV/cm ([111], [112]) donc environ 25 V pour les 2,5 μm du guide d'onde en GaSb.

Des études sont menées pour augmenter la tension de claquage dans les dispositifs en GaSb comme dans la référence [112]. Les auteurs proposent une technique améliorée de dopage du GaSb dopé n qui permet d'augmenter cette tension de quelques volts. Néanmoins, l'augmentation reste infime en comparaison des potentiels étudiés théoriquement.

Une autre alternative consisterait à travailler avec d'autres matériaux que le GaSb, comme par exemple GaN ou ZnO, dans le but d'augmenter la tension de claquage de la jonction P-N [113]. L'utilisation de ces matériaux amènerait alors d'autres contraintes. En effet, leurs indices sont faibles ([42], [114]) et il serait alors compliqué de trouver un substrat différent de l'air pour guider l'onde. De plus, leur faible compatibilité épitaxiale avec les T2SL deviendrait également un problème lors de l'intégration du filtre avec ce type de photodétecteur.

J'ai également étudié le comportement de ce système avec jonction P-N dans le THz. L'épaisseur du guide, d'environ 40 μm, est trop importante pour être réalisable d'un point de vue fabrication. De plus la ZCE est de 50 nm à 0 V et de 446 nm à -50 V, ce qui est trop faible pour observer une modification de la réponse optique du composant.

Pour conclure sur cette étude qui propose d'utiliser une jonction P-N dans le guide d'onde, l'utilisation du GaSb impose de se contenter d'une faible variation de la longueur de résonance du filtre spectral GMR.

5.2.2 Étude d'un empilement de puits quantiques

Au sein des différentes stratégies préalablement présentées, l'étude de la répartition des porteurs de charge n'a pas permis d'observer une modification significative de la réponse optique du composant.

Par exemple, lors de l'étude sur l'accumulation des électrons au niveau de la barrière, j'ai observé en polarisant que la densité d'électrons était de $N = 5e19\ cm^{-3}$ pour 0 V et de $N = 8,3e19\ cm^{-3}$ pour 4 V aux abords de la barrière mais que cette variation s'effectuait sur une distance de quelques nanomètres.

Si l'on parvenait à augmenter la distance sur laquelle s'effectue la variation de la densité des électrons, on pourrait observer une modification significative sur la réponse optique du composant. Je présente en figure 5.16, deux spectres de transmission pour le composant GMR avec deux dopages différents pour le réseau. Le premier dopage du réseau est homogène et sa valeur est de $N = 5e19\ cm^{-3}$ sur toute l'épaisseur de 1,5 μm. Le second dopage du réseau est lui inhomogène : sa valeur est de $N = 8,3e19\ cm^{-3}$ sur 650 nm au niveau de l'interface avec le guide d'onde en GaSb et de $N = 5e19\ cm^{-3}$ sur 850 nm.

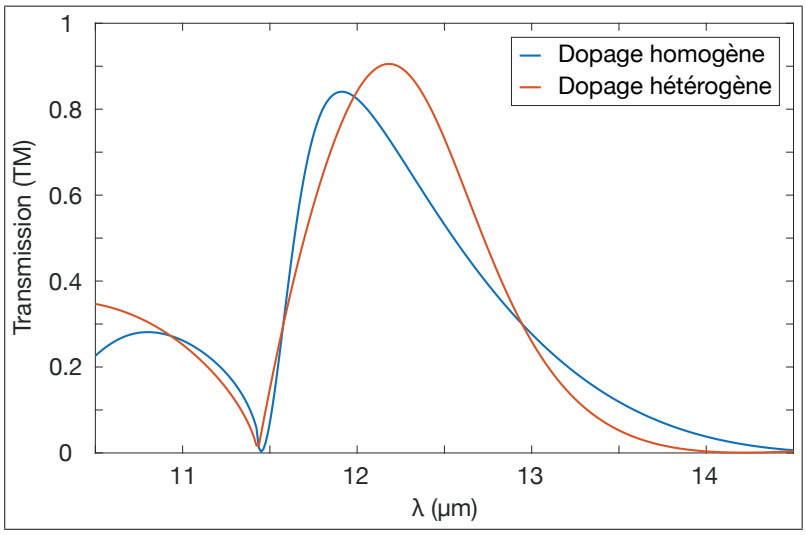

FIGURE 5.16 – Spectres de transmission calculés sous incidence normale et sous polarisation TM pour deux dopages du réseau différents. (p = 3,5 μm, w = 1,2 μm, t_g = 1,5 μm, t_w = 2,2 μm).

On observe que si l'on parvenait à augmenter la distance sur laquelle on a une modification de la répartition des porteurs de charge, on pourrait modifier significativement la réponse optique du composant : pour le dopage homogène on a $\lambda_R = 11,89\ \mu m$ avec $T_{max} = 84\%$ et $\lambda_R = 12,17\ \mu m$ avec $T_{max} = 90\%$ pour le dopage inhomogène.

Dans le but de modifier plus conséquemment la réponse optique, une nouvelle stratégie consiste donc à chercher à moduler l'indice de réfraction sur une distance plus importante, c'est-à-dire à étaler la répartition des porteurs de charge. Les puits quantiques s'avèrent être une bonne piste d'étude car ils permettent notamment de contourner le problème d'une répartition spatiale des charges non constante.

L'ajustement de la longueur d'onde de résonance de réseaux d'antennes plasmoniques a récemment été proposé en positionnant au voisinage de ces antennes des puits quantiques dont la densité de charges peut être ajustée par voie électrique [115], [116], [117].

Dans la référence [115], les auteurs présentent un dispositif fondé sur un puits quantique avec deux sous-bandes occupées, dans lequel une tension de grille contrôle la densité d'électrons dans le puits, ce qui modifie l'interaction entre les plasmons et donc la réponse optique. Le principe d'accordabilité électrique repose donc sur l'utilisation d'un gaz d'électron bidimensionnel subissant des transitions inter-sous-bandes, soit des transitions électroniques entre deux niveaux quantifiés du puits quantique. Lorsque la densité de porteurs est modifiée, les pics d'absorption se décalent. L'échantillon étudié est un puits quantique fortement dopé $GaAs/Al_{0,45}Ga_{0,55}As$ (figure 5.17).

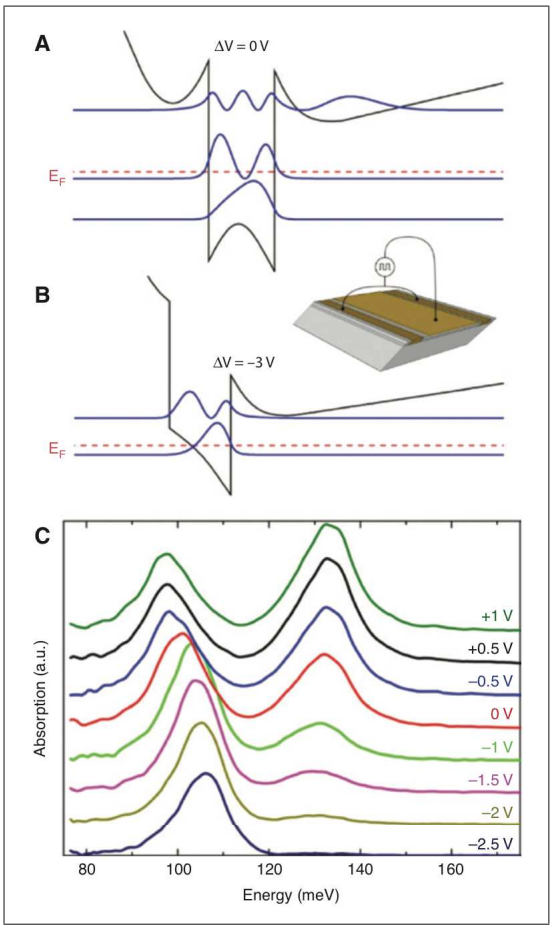

FIGURE 5.17 – Diagrammes de bandes calculés d'une structure à puits quantique à 77K pour 0 V (A) et -3 V (B). En bleu sont représentés les modules carrés des fonctions d'onde et en rouge l'énergie de Fermi. (C) Spectres d'absorption mesurés à 77 K pour différentes tensions appliquées sur la structure également représentée [115].

L'idée repose donc sur la possibilité de confiner les porteurs dans des structures quantiques et d'atteindre un couplage ultra-fort entre des transitions inter-sous-bandes et des plasmons. On peut alors envisager un filtre spectral GMR avec un empilement de puits quantiques dans le guide d'onde. À 0 V, on aurait un indice moyen, et à x V, les puits seraient remplis ou vidés, modifiant alors l'indice de réfraction. En empilant des puits quantiques, on espère alors obtenir une modulation de l'indice de réfraction sur une épaisseur plus importante et contrôlée par rapport aux précédentes études présentées.

Différentes stratégies pour modifier la réponse optique du filtre spectral GMR par l'application d'une tension électrique ont été proposées au sein de ce chapitre.

L'étude du déplacement des charges libres dans le réseau de diffraction m'a donc permis de définir une barrière à l'interface réseau-guide d'onde et j'ai ensuite étudié les pistes d'accumuler ou de dépléter les charges dans la couche de n-InAsSb. J'observe une modification significative de la réponse optique dans le domaine du Térahertz mais pas dans la gamme de longueur d'onde d'intérêt (LWIR).

Cette première approche pour réaliser de l'accordabilité électrique avec un filtre spectral GMR est donc limitée par des aspects technologiques. Je me suis ensuite intéressé à la modulation de

l'indice de réfraction dans le guide d'onde.

J'ai ainsi démontré la possibilité d'accorder électriquement la longueur d'onde de résonance du filtre GMR en travaillant sur la couche de GaSb. Dans un premier temps, l'insertion d'une jonction P-N dans la couche de GaSb permet une modification de l'ordre de la centaine de nanomètres sur la longueur d'onde de résonance en modulant la taille de la ZCE. Néanmoins, la tension nécessaire est très supérieure à la tension de claquage. Les études se portent actuellement sur le potentiel offert par les puits quantiques pour moduler la densité des porteurs dans le guide et donc l'indice de réfraction.

Conclusion de la deuxième partie

Cette seconde partie nous a donc permis d'étudier la modulation de la longueur d'onde de résonance d'un filtre spectral GMR tout semi-conducteur par accordabilité électrique.

Dans un premier temps, nous avons parcouru une grande variété de mécanismes (électrique, optique, mécanique, thermique, magnétique et chimique) et de matériaux (graphène, cristaux liquides, semi-conducteurs, matériaux à changement de phase, polymère, ...) pour réaliser des applications d'accordabilité opérant dans différentes gammes de longueurs d'onde. De plus, nous avons observé la possibilité de moduler l'indice de réfraction des semi-conducteurs III-V en modifiant la position des porteurs par l'application d'une tension électrique.

Différentes approches ont alors été présentées pour tenter d'ajuster la longueur d'onde de résonance du filtre spectral GMR conçu et présenté en première partie de ce manuscrit.

Cette étude nous a permis, dans un premier temps, de définir une barrière en AlAsSb à l'interface InAsSb/GaSb et d'étudier l'accumulation et la déplétion des charges dans la couche de n-InAsSb. L'application d'une tension électrique aux bornes du réseau de diffraction a mené à l'observation d'une grande modulation l'indice dans le domaine du Térahertz mais pas dans la gamme de longueur d'onde d'intérêt (LWIR). De ce fait, étudier la variation de la densité de charges dans le réseau de diffraction ne s'est pas avéré être une piste prometteuse.

Les études menées sur le guide d'onde ont consisté à considérer une jonction P-N dans la couche de GaSb, ce qui permet une modulation de l'ordre de la centaine de nanomètres mais la tension nécessaire est très supérieure à la tension de claquage du GaSb. L'utilisation de ce semi-conducteur impose donc de se contenter d'une faible variation de la longueur de résonance du filtre spectral GMR.

En guise de perspective, je me focalise désormais sur les puits quantiques pour étudier la position des porteurs de charge dans le guide d'onde.

La modulation de l'indice de réfraction pourrait également être utilisée pour d'autres applications que le filtrage spectral. En effet, on peut notamment envisager, avec peut-être d'autres résonateurs optiques, de réaliser de la spectroscopie de molécules à l'image de [118] et [119]. Dans une solution contenant plusieurs molécules, on pourrait notamment identifier leurs différentes natures en modifiant la longueur d'onde de détection du résonateur optique par l'application d'une tension électrique.

Troisième partie

Étude de l'intégration d'un photodétecteur de type T2SL dans un nano-résonateur tout semi-conducteur

6 | État de l'art des photodétecteurs nanostructurés

Le travail préalablement présenté a permis de démontrer la réalisation d'un nano-résonateur tout semi-conducteur opérant dans le lointain infrarouge.

De plus, une étude des paramètres des matériaux constituant ce nano-résonateur avec l'abaissement de la température a démontré le bon fonctionnement du dispositif autour de 80K. Cette température correspond à la température de fonctionnement des photodétecteurs super-réseau de type II (un super-réseau est un empilement périodique de fines hétérojonctions et une présentation plus complète de cette structure sera abordée dans le chapitre suivant). L'ONERA et l'IES collaborent depuis plusieurs années sur la thématique des photodétecteurs T2SL [120], [121], [122].

Afin de réaliser de la photodétection dans le lointain infrarouge, j'envisage d'intégrer un photodétecteur T2SL (filière InAs/GaSb) au sein d'un nano-résonateur tout semi-conducteur. En utilisant les mêmes matériaux, la fabrication d'un tel échantillon serait possible par intégration monolithique.

Avant de donner les autres motivations de cette étude, je présente dans ce premier chapitre de cette troisième et dernière partie plusieurs exemples de photodétecteurs nanostructurés issus de la littérature et conçus dans le but de maximiser l'absorption de la lumière dans une couche spécifique de l'architecture. La lumière est confinée en cet endroit car la couche en question permet de convertir les photons en porteurs de charges (trous et électrons). Il s'agit de photodétecteurs opérant dans différentes gammes du spectre électromagnétique.

Ces absorbeurs optiques efficaces nanostructurés permettent de collecter des charges et sont nanostructurés dans le but d'exploiter des phénomènes de résonance optique. La majorité des exemples qui vont suivre sont constitués de matériaux semi-conducteurs et/ou de métaux.

6.1 Photodétecteurs nanostructurés pour le photovoltaïque

Les cellules solaires à couches minces sont une solution prometteuse pour réduire le coût global des cellules photovoltaïques et augmenter les taux de production. Dans la référence [123], les auteurs proposent un dispositif multi-résonant qui permet de confiner l'absorption de la lumière dans des cellules solaires au silicium ultra-minces. Ils utilisent un réseau d'argent unidimensionnel intégré dans la fenêtre avant de la cellule.

Les cellules solaires en silicium amorphe (a-Si :H) peuvent conduire à des rendements de conversion d'énergie de 10% avec une épaisseur de 250 nm de a-Si :H [124]. La réduction de l'épaisseur de la couche absorbante vers des cellules solaires a-Si :H ultra-minces permet d'améliorer la collecte de courant dans la cellule. Mais par ailleurs, la couche étant fine, l'absorption se voit alors réduite.

Il est alors nécessaire d'utiliser des stratégies de piégeage de la lumière pour surmonter la mauvaise absorption de la lumière dans les couches semi-conductrices minces. L'objectif des auteurs est de concevoir des dispositifs photovoltaïques a-Si :H efficaces en réalisant un système de piégeage de la lumière dans des absorbeurs a-Si :H plats et très minces (environ 100 nm).

Ils démontrent alors numériquement un piégeage de la lumière en polarisation TE et TM du fait de plusieurs mécanismes de résonance : Fabry-Perot et résonance de modes guidés. Le dispositif opère dans le visible et la figure 6.1 présente l'absorption calculée en polarisation TE et TM sous incidence normale dans chaque matériau d'une cellule solaire ultra-mince a-Si :H.

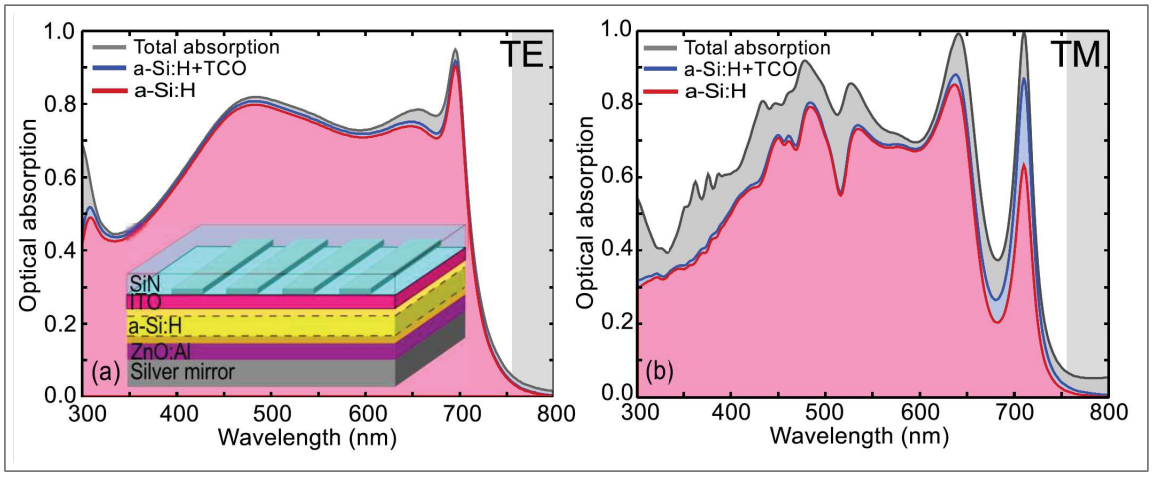

FIGURE 6.1 – Absorption calculée en polarisation TE (a) et TM (b) sous incidence normale dans chaque matériau d'une cellule solaire ultra-mince a-Si :H (courbe rouge : absorption uniquement dans a-Si :H ; courbe bleue : absorption dans a-Si :H et les couches d'espacement ITO et ZnO :Al ; courbe grise : absorption totale). La bande interdite du silicium amorphe est représentée en gris. Encart en (a) : Schéma de la structure étudiée : cellule solaire constituée d'un empilement $Si_3N_4(Ag)$ / ITO / a-Si :H / ZnO :Al / Ag. Un réseau d'argent 1D est intégré dans la couche avant de Si_3N_4 [123].

Dans l'encart de la figure 6.1(a), une cellule photovoltaïque est décrite. La couche active a-Si :H est composée d'une jonction P-I-N et deux couches d'espacement sont insérées au-dessus (ITO) et en dessous (ZnO :Al) de la couche a-Si :H pour empêcher la diffusion de métal dans la couche absorbante. Les trois résonances observées pour les polarisations TE et TM sont attribuées aux résonances de Fabry-Perot dans les couches ZnO :Al et a-Si :H, et à l'excitation des modes guidés avec le couplage du réseau. On observe également que l'absorption en TE (figure

6.1(a)) et TM (figure 6.1(b)) s'effectue majoritairement dans la couche active de a-Si :H.

Le spectre d'absorption dans la couche active a-Si :H (courbe rouge) permet aux auteurs de calculer la densité de courant de court-circuit théorique de la cellule, en supposant que tous les porteurs photogénérés sont collectés. Ils évaluent ensuite les performances globales de la cellule et prédisent une efficacité de conversion théorique de 9%. Leur étude permet donc de concevoir des cellules solaires ultra-fines (environ 100 nm) optimisées avec des schémas de piégeage de la lumière à plusieurs résonances.

Un autre exemple [125] d'absorbeur large bande multi-résonant dans le domaine du visible est présenté en figure 6.2 :

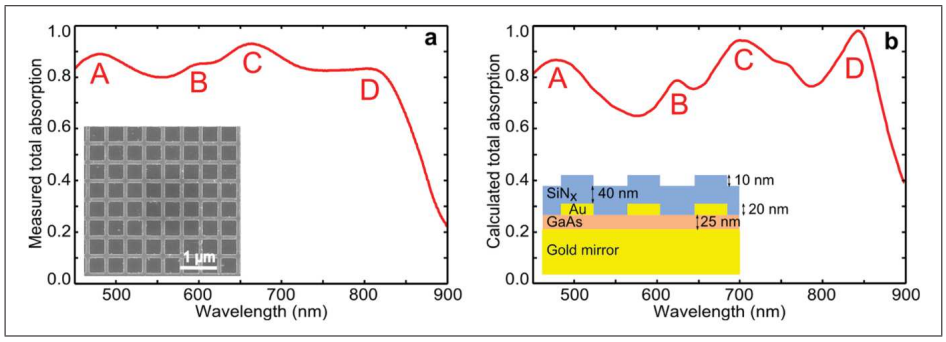

FIGURE 6.2 – Spectres d'absorption totale mesuré (a) et calculé (b) sous incidence normale de la structure SiN_x (Au) / GaAs / Au [125].

Ce dispositif est un absorbeur ultra-mince métal-semi-conducteur-métal où la lumière est absorbée par une couche en GaAs de 23 nm d'épaisseur et par les couches en or (réseau et miroir en face arrière). Les auteurs démontrent une réduction du volume de l'absorbeur tout en conservant une efficacité d'absorption élevée sur une large gamme spectrale. En effet, des structures ont été fabriquées en insérant une nano-grille d'or sur une couche de GaAs cristallin de 23 nm d'épaisseur transférée sur un miroir d'or et les mesures montrent un spectre d'absorption avec une efficacité d'absorption totale supérieure à 80% entre 450 et 830 nm sous incidence normale. La fine couche de GaAs absorbe 51% de ces 80% et les couches en or 49%.

La couche métallique supérieure est structurée comme une grille bi-dimensionnelle avec une période sub-longueur d'onde et est recouverte d'une fine couche diélectrique. Cette structure ultra-mince combine des nano-résonateurs Fabry-Perot et des résonances plasmoniques localisées.

Plus récemment, dans la référence [126], les auteurs ont proposé un nouvel exemple de dispositif absorbant multi-résonant opérant dans le visible. Ils exploitent également le piégeage de la lumière pour compenser l'absorption réduite en un seul passage.

Ils proposent donc une stratégie fondée sur l'absorption multi-résonante dans des couches actives planes afin de réaliser une cellule solaire ultra-mince à 19,9% d'efficacité utilisant un absorbeur en GaAs de 205 nm d'épaisseur. À la différences des exemples précédents, ils utilisent ici un réseau en argent positionné en face arrière.

Ce dispositif et ses performances sont présentées en figure 6.3 :

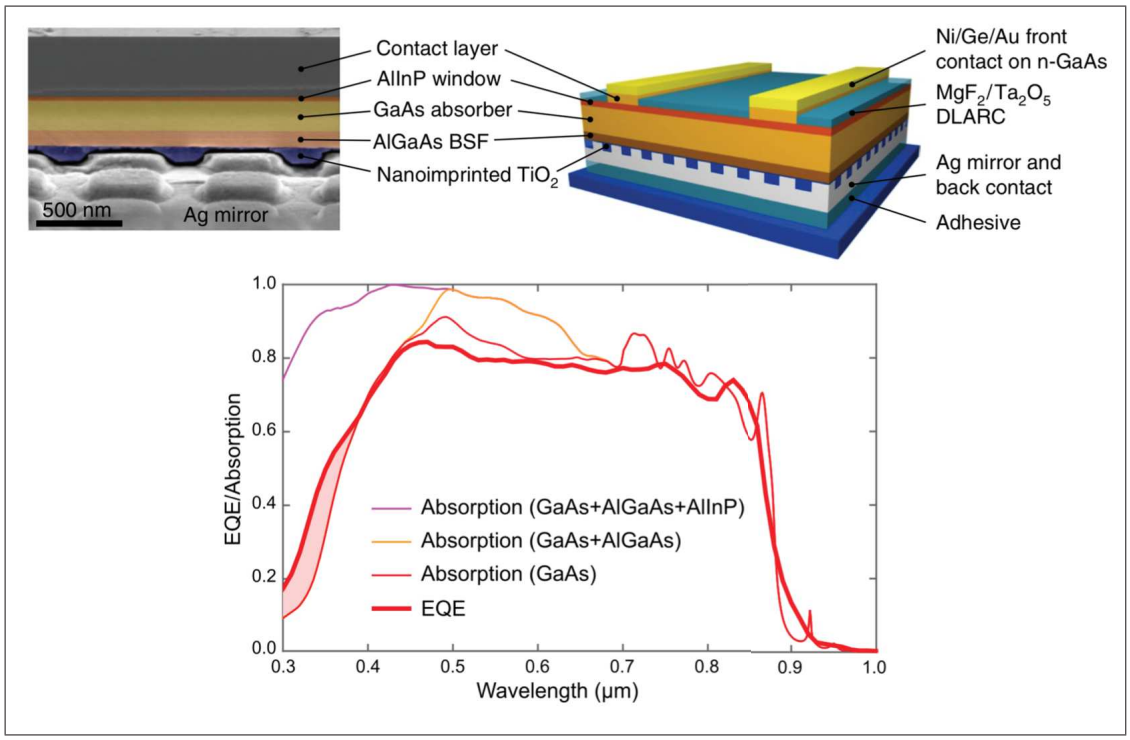

FIGURE 6.3 – Haut : Schéma et photographie MEB du dispositif. Bas : Comparaison entre la mesure d'efficacité quantique externe avec des simulations optiques : absorptions dans plusieurs empilements de couches. [126]

Le miroir arrière induit de multiples résonances (Fabry-Perot, GMR) qui se chevauchent et fournissent un piégeage efficace de la lumière sur une large gamme spectrale. Les auteurs avancent que leur dispositif est encore perfectible et qu'une analyse optique et électrique complète de l'architecture montre qu'une efficacité de 25% est un objectif réaliste à court terme. Ces exemples de cellules solaires ultraminces utilisant des absorbeurs très minces pourraient notamment permettre des économies considérables de matériel et de temps de traitement.

6.2 Photodétecteurs nanostructurés pour l'infrarouge

Dans la référence [127], Chu *et al.* ont proposé un concept de photodétecteur à base de nanocristaux fondé sur la résonance de mode guidé. Le dispositif est constitué de métal, de diélectrique et de nanocristaux (figure 6.4(b)). Les nanocristaux colloïdaux suscitent de l'intérêt grâce à leurs caractéristiques optiques accordables des UV aux gammes THz et leur synthèse peu coûteuse en comparaison des technologies quantiques classiques beaucoup plus chères.

La conception de capteurs infrarouges fondés sur les nanocristaux est confrontée à une limitation clé : en raison de la faible longueur de diffusion des porteurs (environ 100 nm), la collecte de ces derniers est faible. De ce fait, l'épaisseur de la couche absorbante à base de nanocristaux reste inférieure à 500 nm, ce qui fait que seulement 10 à 50% de la lumière incidente est absorbée et la quantité de photoporteurs qui atteignent les électrodes est encore plus faible.

Les auteurs proposent un dispositif constitué de nanocristaux de PbS ou de HgTe présentant, respectivement, des longueurs d'onde de coupure à 1,7 et 2,6 μm. Ils utilisent la résonance GMR pour atteindre une absorption proche de l'unité tout en utilisant des couches minces (200-300 nm) comme le montre la figure 6.4 qui présente le dispositif étudié et les spectres d'absorption calculés sous lumière non polarisée et sous polarisation TM et TE. La faible épaisseur de la

couche et la proximité des électrodes (formées par le réseau) permettent alors d'améliorer la collecte de photoporteurs.

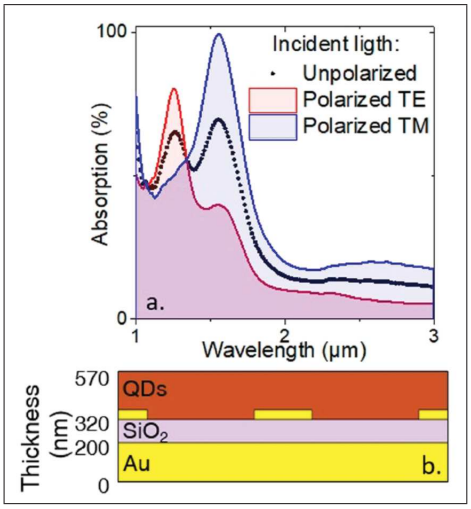

FIGURE 6.4 – (a) Spectres d'absorption simulés des nanoélectrodes sur un substrat Au/SiO_2 conçu pour induire des GMR pour une lumière incidente non polarisée (noire), polarisée TM (bleue) et polarisée TE (rouge). (b) Coupe transversale des nanoélectrodes utilisées pour induire les GMR [127].

Ce dispositif présente donc une absorption proche de 100% et fonctionne pour la gamme de longueur d'onde 1-2 μm. L'absorption est considérablement augmentée et cette approche peut également être adaptée pour régler finement la longueur d'onde de coupure du matériau par le biais d'une étude sur les paramètres géométriques.

Dans la référence [128], les auteurs utilisent un réseau d'antennes optiques connectées pour la conception d'un photodétecteur à puit quantique unique (QWIP pour *Quantum Well Infrared Photodetector*) opérant dans le moyen infrarouge.

Les antennes optiques sont soit isolées, soit reliées entre elles avec des fils métalliques les connectant électriquement et disposés de manière optimale afin de modifier la résonance en absorption (position et intensité) du dispositif comme le présente la figure 6.5 :

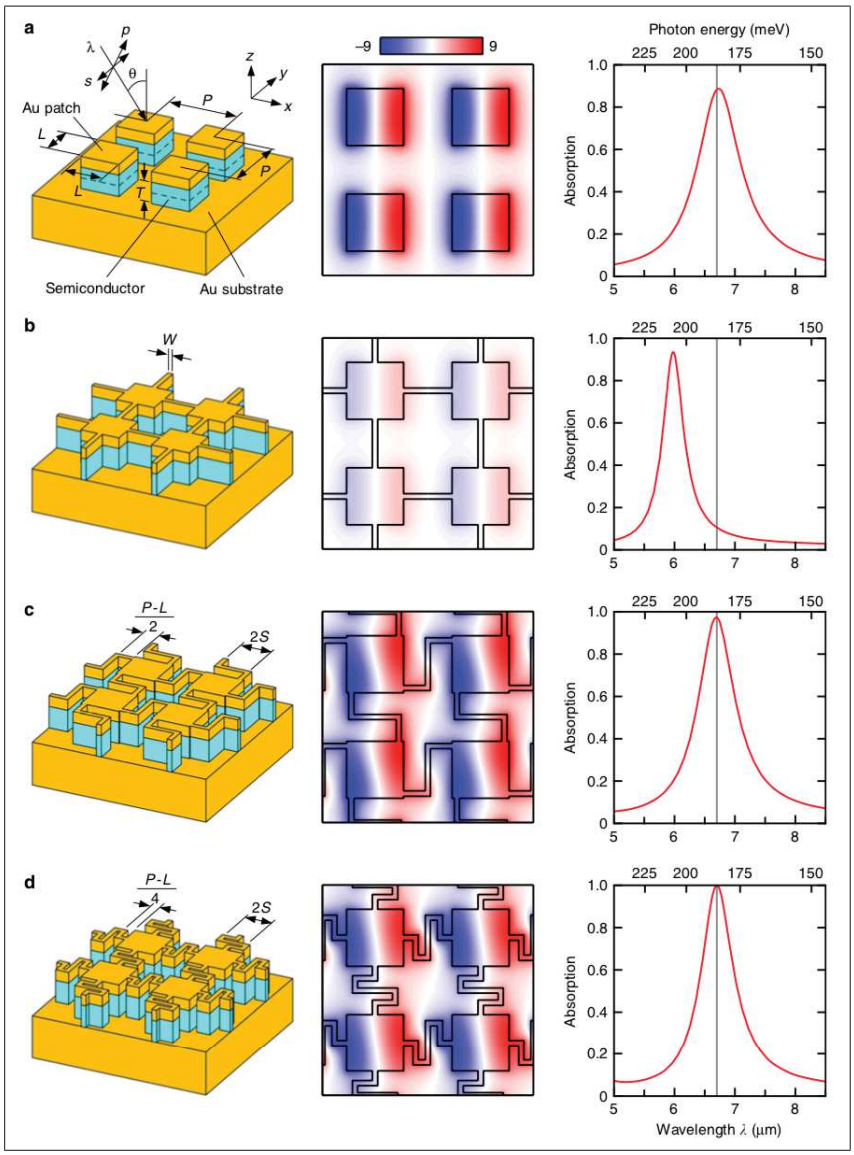

FIGURE 6.5 – Structure (à gauche), distribution E_z à $\lambda = 6,7\ \mu m$ (centre) et spectres d'absorption (à droite). (a) Tableau d'antennes isolées servant de structure fondamentale. (b - d) Antennes connectées avec (b) fils droits, (c) en forme de Z et (d) en forme de S [128].

En contrôlant la géométrie du fil indépendamment des positions relatives de l'antenne, les relations de phase peuvent varier largement. La géométrie des fils fonctionne donc comme une nouvelle liberté de conception pour régler la longueur d'onde de résonance des antennes en réseau tout en minimisant leurs zones électriques.

Les réseaux d'antennes synchrones peuvent également être appliqués à diverses structures semi-conductrices autres que les QWIP pour réaliser des photodétecteurs minces avec une absorption élevée, idéaux pour réduire les courants d'obscurité [129]. De plus, ces réseaux peuvent servir d'architecture fondamentale de résonateurs utilisant un réseau sub-longueur d'onde pour des dispositifs optoélectroniques tels que les cellules solaires, les émetteurs et les modulateurs.

Un autre exemple de photodétecteur pour l'infrarouge utilisant des puits quantiques est proposé dans la référence [130] et la structure est présentée en figure 6.6.

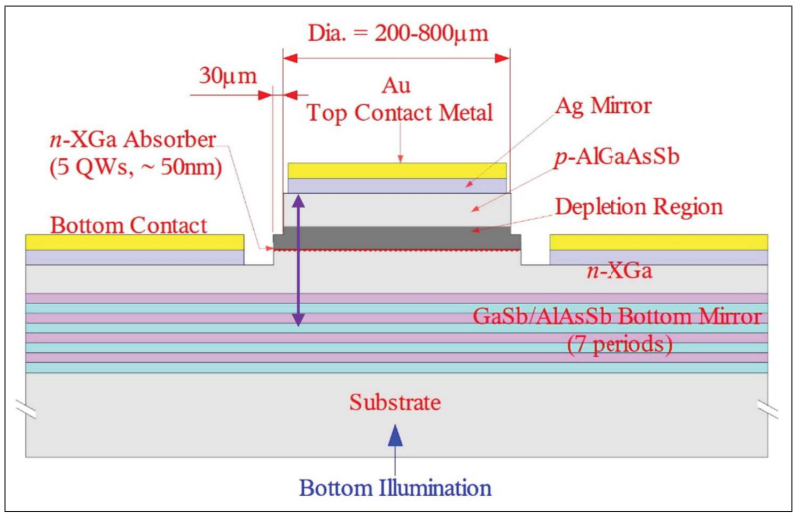

FIGURE 6.6 – Schéma du photodétecteur infrarouge à cavité résonante présenté en [130].

Ce photodétecteur infrarouge à cavité résonante est constitué de cinq puits quantiques qui jouent le rôle d'absorbants. Cet empilement permet à l'absorption maximale d'être augmentée de près d'un facteur 30 par rapport à celle d'un seul passage à travers l'absorbeur dont l'épaisseur n'est que de 50 nm. De plus, ce dispositif présente une efficacité quantique de 34% à température ambiante à la longueur d'onde de résonance de 4 μm.

Cet exemple propose donc une nouvelle fois l'association de métaux et de semi-conducteurs pour réaliser un photodétecteur dans l'infrarouge. Plusieurs passages à travers un absorbeur très mince peuvent fournir une efficacité quantique élevée et la principale limite de ce dispositif est la courte durée de vie des porteurs minoritaires dans les puits quantiques absorbants pour les matériaux utilisés.

Dans la référence [131], les auteurs proposent un design de détecteur LWIR se basant sur une antenne résonnante en semi-conducteur à haute température de fonctionnement. La plupart des détecteurs couplés à une antenne dans l'infrarouge reposent sur une structure de résonateur métallique. Cependant, il y a des pertes associées aux structures métalliques et ils proposent donc un détecteur composé d'un absorbeur en InAsSb intégré dans une antenne résonante diélectrique cylindrique en silicium amorphe. La structure et ses performances sont présentés en figure 6.7 :

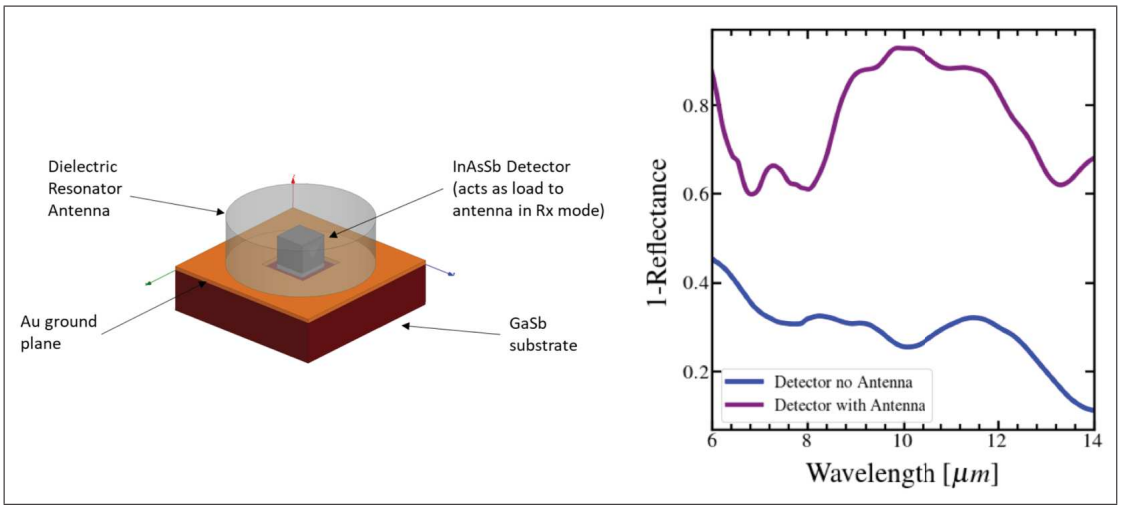

FIGURE 6.7 – Gauche : Schéma de la structure comprenant un détecteur en InAsSb enfermé dans un résonateur cylindrique en diélectrique. Droite : Spectres d'absorption mesurés avec et sans le résonateur diélectrique sous incidence normale. [131]

L'antenne résonante diélectrique permet d'améliorer la collecte des photons avec sa structure résonante qui couple le rayonnement incident au détecteur comme le montre la réponse en absorption avec et sans cette antenne diélectrique. Ce dispositif est intéressant car il opère dans le LWIR et utilise un des matériaux que j'étudie : InAsSb. Le détecteur est composé de différentes couches d'InAsSb dont le dopage diffère mais cette étude ne présente pas de détails supplémentaires sur la collecte des photo-porteurs.

Pour finir, Palaferri *et al.* ont proposé un autre exemple de photodétecteur opérant dans le LWIR (à 9 μm) à température ambiante [132]. Ce fonctionnement à température ambiante est essentiel pour toute technologie optoélectronique qui vise à fournir des systèmes compacts à faible coût. Cependant, en raison du courant d'obscurité (le courant débité par la diode lorsqu'elle ne reçoit aucun flux) induit thermiquement, le fonctionnement à température ambiante reste un défi pour les photodétecteurs à semi-conducteurs ciblant la bande de longueur d'onde entre 8 et 12 micromètres.

Les auteurs proposent un photodétecteur infrarouge à puits quantique fabriqué à partir d'un métamatériau composé de résonateurs métalliques sub-longueur d'onde et présenté en figure 6.8 :

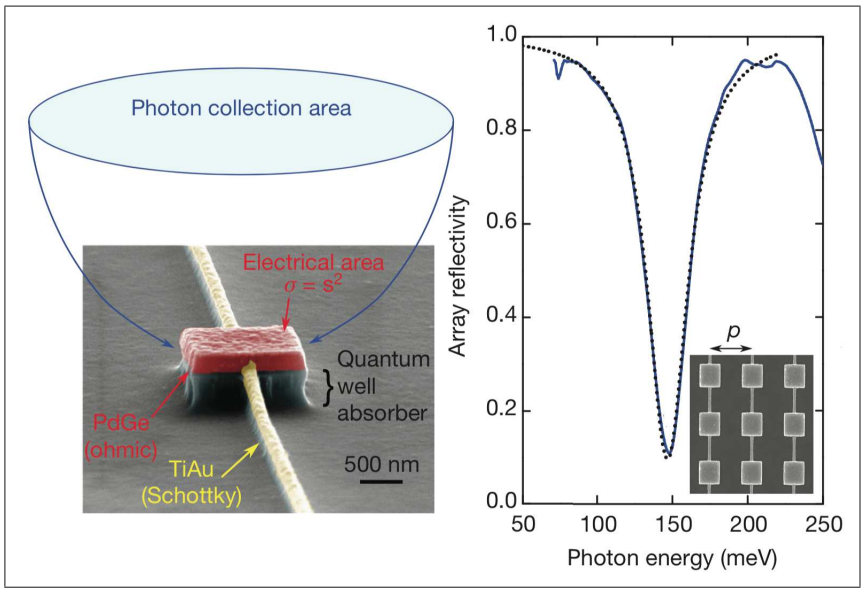

FIGURE 6.8 – Gauche : Antenne avec les différentes couches métalliques utilisées pour les contacts électriques. La région absorbante est constituée d'un empilement de cinq puits quantiques dopés au silicium. Droite : Spectre de réflectivité d'un réseau d'antennes. [132]

Cette structure montre une réduction du courant d'obscurité à température ambiante du fait que la zone de collecte photonique de chaque résonateur (7,5 μm^2) est beaucoup plus grande que sa zone électrique (1,7 μm^2).

À travers ces différents exemples, nous avons pu voir une grande variété de photodétecteurs nanostructurés dans le but de confiner la lumière à un endroit spécifique de la structure.

Dans un premier temps, nous avons vu plusieurs exemples ([123], [125], [126]) de dispositifs multi-résonants (Fabry-Perot et GMR) opérant dans le visible et ayant un potentiel applicatif pour le photovoltaïque. Tous ces dispositifs sont constitués de métaux et de semi-conducteurs. Nous avons également étudié un exemple de photodétecteur composé de nanocristaux, de métaux et de diélectrique. Il exploite la résonance GMR et opère dans le SWIR tout comme le dispositif issu de la référence [130] qui lui utilise le potentiel offert par les puits quantiques pour collecter les charges.

D'autres exemples utilisant des puits quantiques ont été étudiés et se composent tous également de métaux et de matériaux semi-conducteurs. Ils sont efficaces dans le MWIR ([128]) ou le LWIR ([131], [132]) et utilisent tous des antennes.

Aucune de ces solutions ne propose donc un photodétecteur constitué exclusivement de matériaux semi-conducteurs et donc ne profite des avantages offerts par ce type de matériau.

L'utilisation de matériaux semi-conducteurs fortement dopés à la place de métaux permettrait de réaliser une intégration monolithique comme nous l'avons déjà abordé, et donc une croissance plus rapide. Il n'y aurait pas de risques de diffusion des métaux dans les couches épitaxiées et donc pas besoin d'ajouter des couches intermédiaires pour protéger la couche absorbante comme pour l'exemple présenté en [123].

De plus, l'étape de report du composant serait supprimée lors de l'étude de pixels uniques et permettrait d'alléger le procédé de fabrication. En effet, lorsque l'on utilise un métal, il est

nécessaire d'utiliser un substrat pour réaliser la couche épitaxiée sur laquelle est ensuite déposée le métal. On vient alors coller un support sur la couche métallique (l'étape de report) et on grave le substrat qui a permis de réaliser l'épitaxie. L'utilisation d'un semi-conducteur fortement dopé à la place d'un métal permet de supprimer les étapes de collage et de gravure car on peut faire croire l'ensemble de l'empilement par épitaxie.

L'objectif est ensuite de parvenir à confiner la lumière dans une couche absorbante dans le but de réduire le volume de détection, comme les différentes études parcourues dans ce chapitre sur le photovoltaïque qui démontrent la possibilité d'obtenir une très forte absorption dans des couches très fines. Cela permettrait alors de diminuer le courant d'obscurité et donc la température de fonctionnement, tout en gardant l'absorption la plus importante possible. La réduction du volume de détection permettrait aussi de diminuer la durée des épitaxies et donc de simplifier encore le procédé de fabrication. On peut se demander si le nombre de défauts ne serait pas également abaissé.

De plus, on pourrait donner des fonctions optiques au pixel : polarisation ou sélectivité spectrale.

Je propose donc de réaliser un empilement tout semi-conducteur et, pour ce faire, je remplace les métaux par des couches en semi-conducteur fortement dopé. Je souhaite également utiliser un super-réseau de type II en InAs et GaSb pour la couche absorbante. Composée intégralement de matériaux semi-conducteurs, cette structure permet également d'étudier des réponses optiques dans le lointain infrarouge et est présentée plus en détail dans le prochain chapitre.

7 Concepts pour l'intégration d'un photodétecteur de type T2SL dans des nano-résonateurs

Au sein de ce dernier chapitre, je commencerai par présenter la structure super-réseau et plus particulièrement le super-réseau InAs/GaSb. Je définirai également un composant de référence pour me permettre de comparer mes calculs à une structure T2SL opérant dans le LWIR.

Dans un second temps, je présenterai les résultats des calculs effectués pour différentes structures où l'objectif consiste à maximiser l'absorption au sein d'une couche la plus fine possible d'un photodétecteur T2SL.

7.1 Présentation de la structure super-réseau

Un super-réseau se définit par l'empilement périodique de fines hétérojonctions. Une hétérojonction correspond à l'association de deux semi-conducteurs différents qui présentent des bandes interdites de largeurs différentes comme présenté en figure 7.1. La structure super-réseau à semi-conducteurs a été proposée pour la première fois en 1970 par Esaki et Tsu [133].

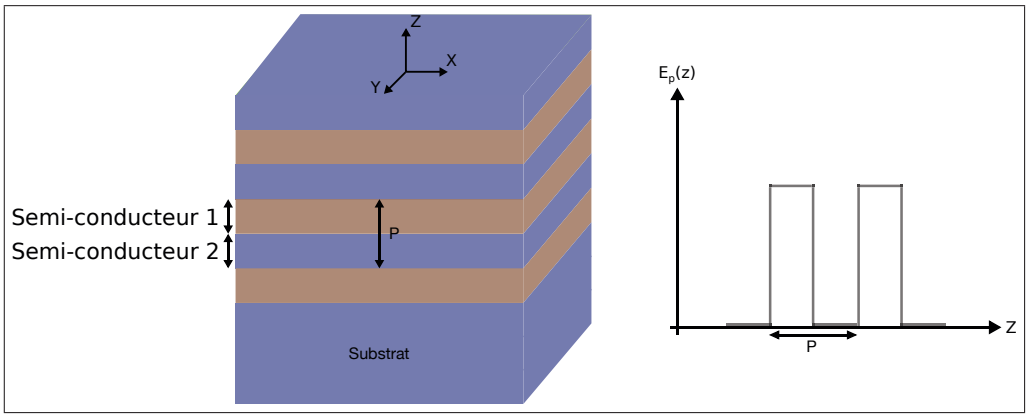

FIGURE 7.1 – Schéma d'un empilement périodique suivant l'axe z de deux semi-conducteurs formant un super-réseau (gauche) et représentation schématique des puits de potentiel dans la bande de conduction suivant ce même axe z (droite).

Lorsque l'on empile des hétérojonctions, on obtient une alternance de puits et de barrières de potentiel et donc des multi-puits quantiques. Dans un super-réseau, l'épaisseur des couches de semi-conducteur est fine et permet donc aux électrons de se déplacer entre les puits par effet tunnel à travers la barrière. Il y a donc couplage entre les puits quantiques, et une levée de la dégénérescence des niveaux discrets d'énergie dans les puits. Il se forme alors des minibandes d'énergie comme le présente la figure 7.2.

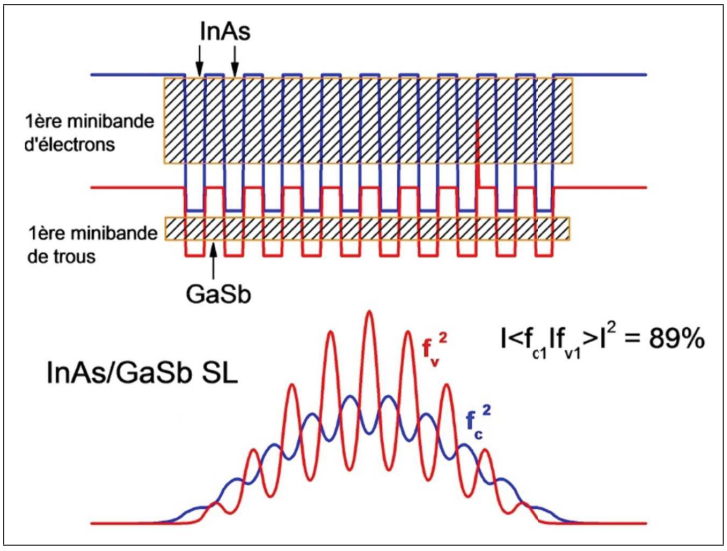

FIGURE 7.2 – Structure super-réseau 15 monocouches InAs/ 15 monocouches GaSb. (Haut) Représentation schématique de la première minibande de conduction et de la première minibande de valence. (Bas) Représentation des densité de probabilités de charge associées et calcul du recouvrement des fonctions d'ondes. [134].

Cette figure représente de manière schématique sur une structure super-réseau avec une pé-

riode constituée de quinze monocouches de InAs et de quinze monocouches de GaSb, la première minibande de conduction et la première minibande de valence. Une monocouche a l'épaisseur du demi paramètre de maille du réseau cristallin correspondant. En dessous est tracée la densité de probabilité de charge associée et est reporté le recouvrement des fonctions d'ondes qui dépend du design de la période du super-réseau : plus la période sera fine, plus le couplage entre les puits sera important, plus le recouvrement sera fort.

Lorsqu'une onde électromagnétique pénètre dans un matériau, elle peut perdre en intensité car elle peut être absorbée. En effet, les photons peuvent être absorbés et alors générer des paires électron/trou (e^-/h^+) dans le cas d'un matériau semi-conducteur et où l'énergie du photon est supérieure à celle du gap. L'intérêt est de collecter les porteurs minoritaires (électrons et trous) mais ces porteurs photogénérés présentent une durée de vie limitée et doivent donc être collectés avant qu'ils se recombinent.

Les principaux phénomènes de recombinaison dans les semi-conducteurs sont la recombinaison radiative, la recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) et la recombinaison Auger [135]. La recombinaison radiative correspond à la désexcitation d'un électron présent dans la bande de conduction, qui se recombine avec un trou dans la bande de valence, ce qui conduit à l'émission d'un photon (le photon émis peut être immédiatement réabsorbé : c'est le photon *recycling*). Pour la recombinaison SRH, certaines impuretés du matériau créent des niveaux de piège situés dans la bande interdite. Ce niveau de piège capture d'abord un électron puis un trou et la paire se recombine. Pour finir, la recombinaison Auger met en jeu trois particules : deux électrons et un trou ou deux trous et un électron. Du fait de la multiplicité des bandes de valence (trous lourds, trous légers, ...) il existe plusieurs recombinaisons Auger. Par exemple, un électron de la bande de conduction peut se recombiner avec un trou lourd et donner son énergie à un autre électron de la bande de conduction. Il est donc nécessaire de collecter les porteurs photogénérés avant qu'ils se recombinent.

Comme nous l'avons abordé préalablement, la jonction PN présente l'association d'un semi-conducteur de type N et un semi-conducteur de type P et permet la création d'un champ dans une zone appelée zone de charge d'espace. On favorise le transport des porteurs minoritaires et bloque celui des porteurs majoritaires en polarisant en inverse la jonction. La largeur de la ZCE dépend des densités de porteurs dans les zones P et N et on peut l'élargir en intercalant entre les parties P et N une zone intrinsèque pour obtenir une jonction PIN, schématisée en figure 7.3. Les photoporteurs générés dans la ZCE sont collectés grâce au champ présent et ceux générés en dehors peuvent diffuser s'ils sont créés à une distance de la ZCE inférieure à la longueur de diffusion (la distance que peut parcourir un porteur avant de se recombiner).

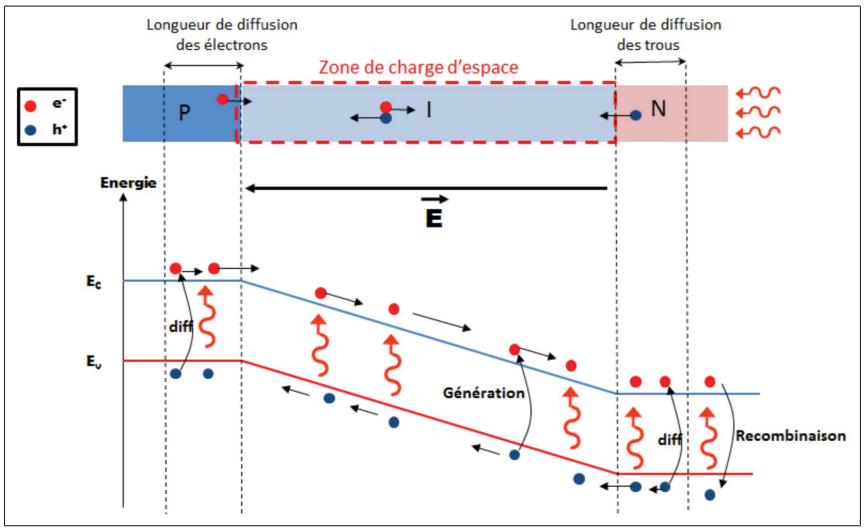

FIGURE 7.3 – Présentation schématique d'une jonction PIN théorique et du diagramme de bande associé avec différents mécanismes intervenant lors de la collecte [135].

La structure à barrière ([136], [137]) est un autre type d'architecture pour collecter les porteurs et permet de s'affranchir du principal inconvénient de la jonction PN. En effet, elle permet de supprimer le courant de génération-recombinaison [138], l'un des contributeurs du courant d'obscurité, lié à la largeur du gap et aux défauts cristallins du matériau. L'idée est de confiner la ZCE dans un matériau à plus grand gap, la barrière, pour diminuer la contribution du courant génération-recombinaison dans le courant d'obscurité qui est alors limité par le régime de diffusion.

Au sein de mes travaux de thèse, nous souhaitons réaliser une jonction PIN. L'étude d'une structure à barrière pourra également être menée mais il faudra prendre en compte la largeur de la barrière, ce qui pourra alors amener une contrainte sur l'épaisseur du détecteur que l'on souhaite rendre le plus fin possible.

J'étudie le détecteur à super-réseau InAs/GaSb. Il s'agit d'une hétérojonction de type II désaligné qui permet de détecter des longueurs d'onde jusqu'à 32 μm [139]. Le gap de cette structure dépend de l'épaisseur de la période du super-réseau et du pourcentage d'InAs et de GaSb dans la période. L'expertise de l'IES sur le contrôle de la croissance épitaxiale des matériaux semi-conducteurs III-V et la faible différence de maille entre ces deux matériaux permettent la réalisation d'un empilement sans trop de contraintes et stable dans le temps.

La première utilisation de structures à super-réseaux InAs/GaSb pour la détection infrarouge date de 1987 [140] puis en 1994 et 1996 furent proposées les premières photodiodes à super-réseau InAs/GaSb opérant dans le MWIR [141] et dans le LWIR [142] respectivement. La première matrice à super-réseaux InAs/GaSb, opérant dans le MWIR, a été fabriquée en 2005 par Walther *et al.* [143].

L'IES étudie les structures à super-réseau InAs/GaSb depuis 2002 [144]. Ils ont notamment réalisé des structures présentant des courants d'obscurité plus faibles dans le moyen infrarouge que les structures classiques (super-réseau présentant une période dite symétrique, c'est-à-dire avec autant d'InAs que de GaSb dans chaque période) en proposant un système, asymétrique, deux fois plus riche en InAs qu'en GaSb [145].

Dans le LWIR, pour le super-réseau InAs/GaSb, l'épaisseur de la zone active est généralement

de plusieurs micromètres ([146], [147], [148]). La figure 7.4, issue de [146], présente l'efficacité quantique mesurée d'un T2SL opérant dans le lointain infrarouge pour différentes épaisseurs de zone active (de 1 à 6 μm). On observe que pour une épaisseur de 6 μm de la zone active, l'efficacité quantique est de 55 % à la longueur d'onde de 6 μm. Ce dispositif sera ma référence pour la suite de cette étude afin de le comparer à mes résultats théoriques.

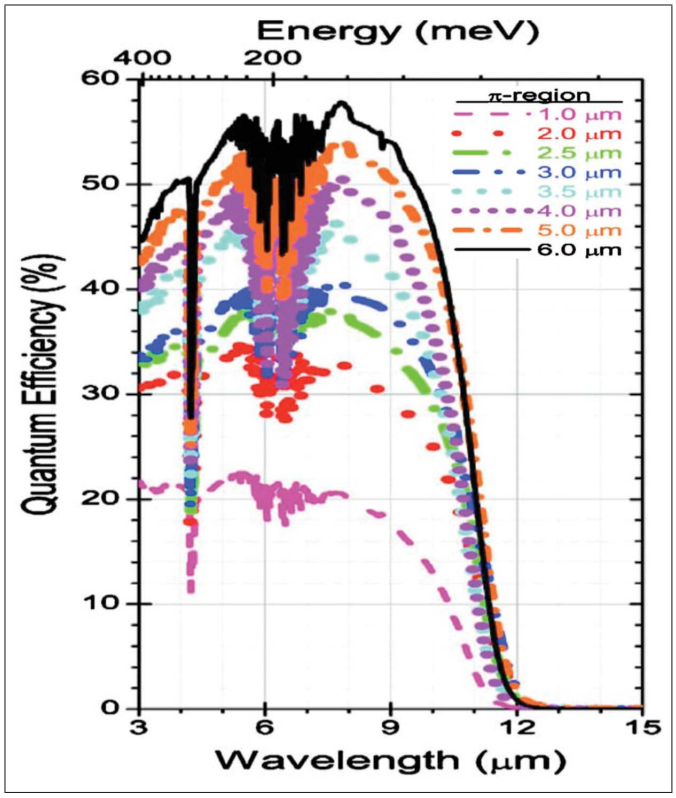

FIGURE 7.4 – Efficacité quantique mesurée d'un T2SL opérant dans le LWIR pour différentes épaisseurs de zone active (de 1 à 6 μm). Les mesures sont réalisées à 77 K. [146]

Dans le but de réduire l'épaisseur de cette zone active, j'envisage de réaliser un photodétecteur utilisant un T2SL dont l'épaisseur pourrait être amoindrie en nanostructurant le dispositif. En effet, cela permettrait de confiner la lumière dans la couche souhaitée et donc de réduire le courant d'obscurité. Diminuer le courant d'obscurité tout en maintenant une bonne efficacité de conversion demeure l'un des principaux objectifs de mon étude.

7.2 Conception de nano-résonateurs tout semi-conducteur intégrant un photodétecteur de type T2SL

Dans le but de maximiser l'absorption dans un photodétecteur de type T2SL de volume réduit, j'ai étudié la possibilité de l'associer à des nano-résonateurs et donc augmenter la collecte des photons grâce aux résonances se produisant dans les structures.

Pour ce faire, j'étudie l'empilement présenté en figure 7.5 :

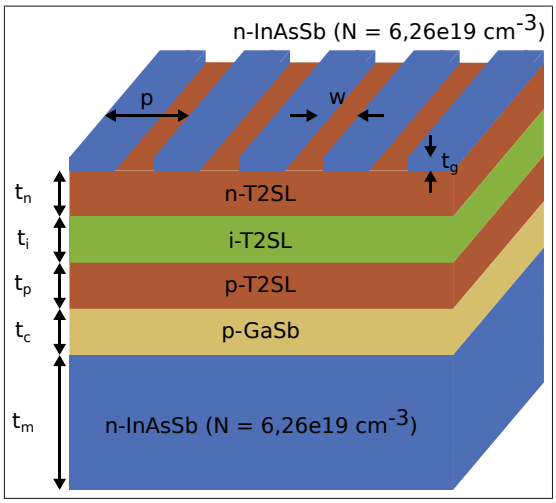

FIGURE 7.5 – Schéma du dispositif intégrant un nano-résonateur et un photodétecteur de type T2SL.

La première couche, d'épaisseur t_g, qui peut être nanostructurée (période : p et largeur des fentes : w), est composée de n-InAsSb. Pour calculer l'indice de réfraction de cette couche, j'utilise le modèle de Drude comme nous l'avons déjà abordé au premier chapitre. La valeur du dopage est de $N = 6,26e19\ cm^{-3}$. J'utilise cette valeur de dopage qui a été mesurée par effet Hall pour une température de 80K. Cette température correspond à la température de fonctionnement du photodétecteur de type T2SL InAs/GaSb.

La valeur de la longueur d'onde plasma à 80 K de n-InAsSb avec $N = 6,26e19\ cm^{-3}$ est alors de $\lambda_p = 5,23\ \mu m$ et l'inverse du temps de relaxation des électrons « libres », $\gamma = 9,7e12\ rad.s^{-1}$.

L'indice de réfraction de la couche inférieure est également déterminé avec ces paramètres. Il s'agit d'un miroir de n-InAsSb d'épaisseur t_m qui permet d'éviter un report d'épitaxie lors de la fabrication du composant.

Sous la première couche de semi-conducteur fortement dopé, on insère le photodétecteur T2SL : une couche dopée de type n (d'épaisseur t_n), une couche intrinsèque (d'épaisseur t_i) et une couche dopée de type p (d'épaisseur t_p) pour former une jonction PIN. La valeur choisie de l'indice du T2SL est de $n_{T2SL} = 3,7 + 0,1i$ tirée des travaux de Steveler *et al.* [149] et extrapolée au LWIR (nous n'avons par ailleurs pas considéré de longueur d'onde de coupure pour le T2SL).

Sous le T2SL, une couche de GaSb (d'épaisseur t_c) faiblement dopée de type p est insérée. Cette couche permet d'extraire les charges correctement car elle évite d'être en présence d'une jonction PN entre le T2SL dopé de type p et le miroir de n-InAsSb, ce qui perturberait la collecte des charges dans le T2SL. La valeur de l'indice du GaSb est ici de 3,7. Elle correspond à la valeur déterminée à 80 K lors de la caractérisation effectuée à basse température [73].

En considérant cet empilement, j'ai étudié différentes architectures en faisant varier les paramètres géométriques et donc les résonances qui se produisent dans le composant. Des calculs électromagnétiques ont donc été effectués avec RETICOLO.

L'objectif est de maximiser l'absorption utile, c'est-à-dire l'absorption dans le T2SL afin de rendre le détecteur le plus performant possible. Pour cette étude, je considère que l'absorption utile est la somme de l'absorption de toutes les couches formant le T2SL : la couche dopée de

type n, la couche intrinsèque et la couche dopée de type p.

Il faut également rester cohérent en ce qui concerne la géométrie pour que le composant puisse être fabriqué : une épaisseur de miroir en n-InAsSb ne nécessitant pas un temps trop long d'épitaxie et une largeur de fente suffisamment importante pour réaliser la gravure du réseau notamment.

J'ai donc effectué une étude sur l'épaisseur t_m de la couche inférieure de n-InAsSb. Pour ce faire, j'insère dans mes calculs une couche de GaSb en dessous du miroir de n-InAsSb qui se comporte comme un substrat supposé infini. De plus, la couche supérieure n'est pas nanostructurée mais continue, c'est-à-dire que la largeur des fentes (w) est nulle.

J'ai fait varier l'épaisseur t_m afin de trouver la valeur qui présente le meilleur compromis entre la quantité de lumière absorbée dans le composant et la possibilité de fabriquer l'empilement par épitaxie. Ces résultas sont présentés en figure 7.6.

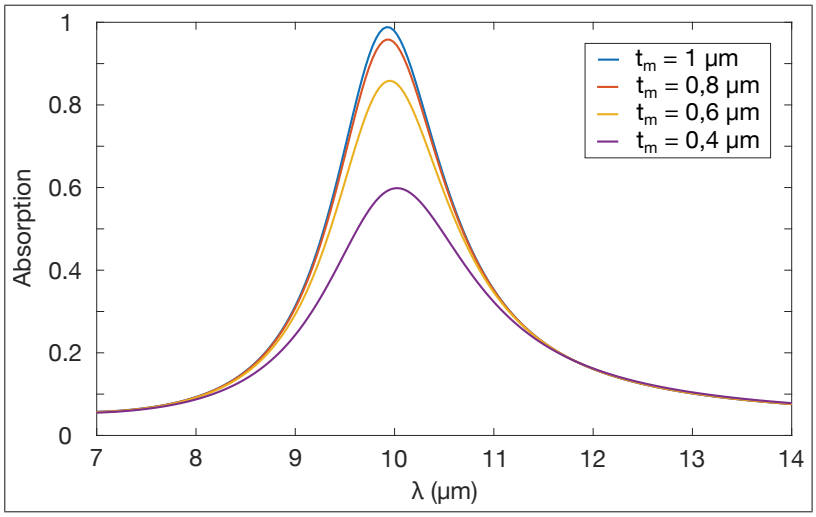

FIGURE 7.6 – Absorption totale dans le composant sous incidence normale pour le dispositif présentant les géométries : $w = 0\ \mu m$, $t_g = 0,2\ \mu m$, $t_n = 0,1\ \mu m$, $t_i = 0,35\ \mu m$, $t_p = 0,1\ \mu m$, $t_c = 0,15\ \mu m$ et pour plusieurs valeurs de t_m.

On observe que l'absorption maximum dans le composant (à la longueur d'onde de 10 μm) est de $A_{composant} = 99\%$ pour une épaisseur $t_m = 1\ \mu m$, $A_{composant} = 96\%$ pour $t_m = 0,8\ \mu m$, $A_{composant} = 86\%$ pour $t_m = 0,6\ \mu m$ et $A_{composant} = 59\%$ pour $t_m = 0,4\ \mu m$. J'ai donc décidé de conserver la valeur de $t_m = 1\ \mu m$ car cette épaisseur est envisageable pour mener à bien le procédé d'épitaxie et que l'absorption totale est élevée. De plus, cette épaisseur est cohérente avec la valeur de profondeur de pénétration calculée dans le premier chapitre ($\delta_p = 979$ nm pour n^{++}-InAsSb avec $N = 5,5e19\ cm^{-3}$).

7.2.1 Composant à résonance Fabry-Perot

Pour la première configuration étudiée, on considère que la couche supérieure de n-InAsSb est pleine et donc non nanostructurée ($w = 0$). On réalise alors une cavité Fabry-Perot où les rayons lumineux sont réfléchis à l'intérieur de la cavité et absorbés. L'absorption est effectuée par le T2SL et par les porteurs libres dans les couches de n-InAsSb (cette dernière n'est pas souhaitée).

La figure 7.7 présente l'absorption dans le composant et l'absorption dans le T2SL sous incidence normale pour ce dispositif.

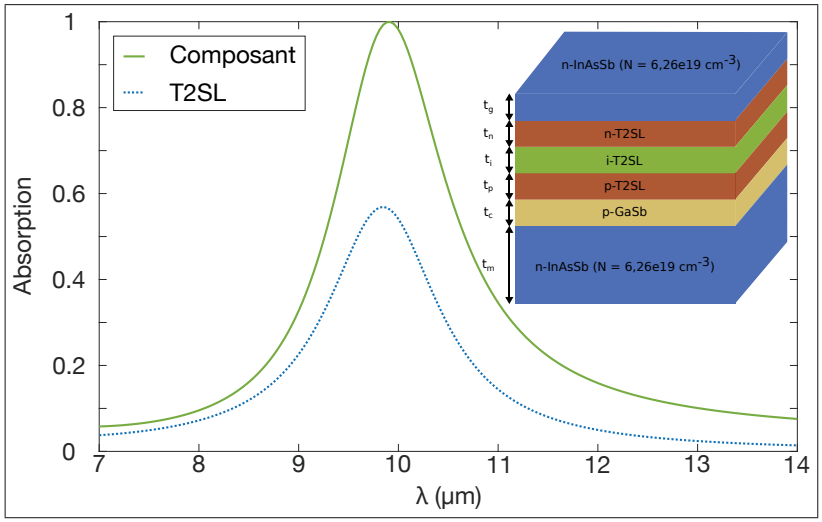

FIGURE 7.7 – Absorption non polarisée (en incidence normale et pour un milieu avec symétrie axiale : TE = TM) dans le composant et dans le T2SL sous incidence normale pour le dispositif présentant les géométries : $t_g = 0,2\ \mu m$, $t_n = 0,1\ \mu m$, $t_i = 0,35\ \mu m$, $t_p = 0,1\ \mu m$, $t_c = 0,15\ \mu m$, $t_m = 1\ \mu m$. Un schéma de la structure sans nanostructuration de la couche supérieure de n-InAsSb est également présenté.

À la longueur d'onde de résonance $\lambda = 9,92\ \mu m$, l'absorption totale dans le composant est de $A_{composant} = 99\%$ et l'absorption dans le T2SL est de $A_{T2SL} = 56\%$. La figure 7.8 présente la carte des pertes par absorption dans le T2SL à la longueur d'onde de résonance et permet donc de visualiser comment se répartit l'absorption dans la structure.

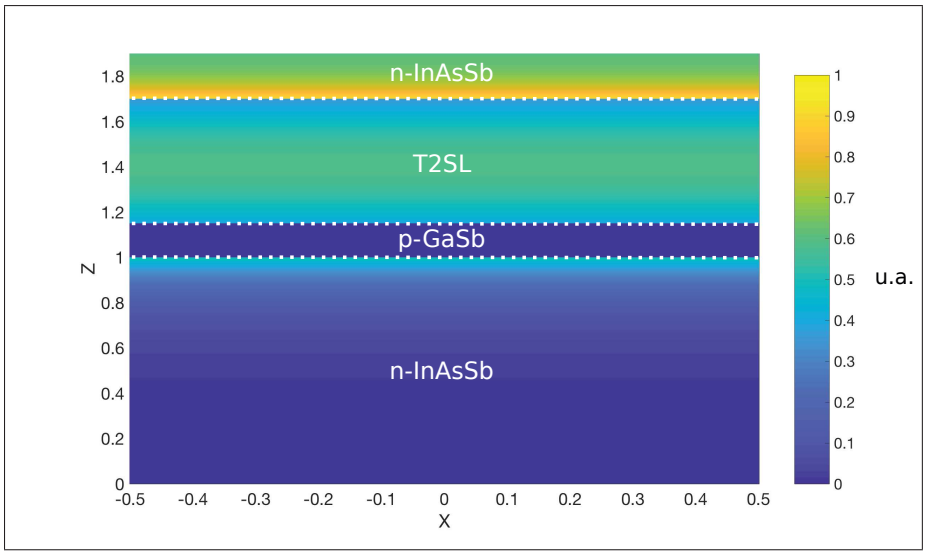

FIGURE 7.8 – Carte des pertes par absorption dans le T2SL à $\lambda = 9,92\ \mu m$ pour le dispositif présentant les géométries $t_g = 0,2\ \mu m$, $t_n = 0,1\ \mu m$, $t_i = 0,35\ \mu m$, $t_p = 0,1\ \mu m$, $t_c = 0,15\ \mu m$, $t_m = 1\ \mu m$.

Pour obtenir une absorption de 50 % à la longueur d'onde de 10 μm dans le T2SL avec le composant de référence présenté en figure 7.4, il est nécessaire d'avoir une épaisseur de la zone

active de 6 μm. On remarque donc, qu'en ajoutant une couche de n-InAsSb fortement dopé, on peut réduire considérablement l'épaisseur du T2SL : on a ici une épaisseur de 550 nm.

La figure 7.9 présente le diagramme de dispersion théorique sous polarisation TM de ce composant et permet d'étudier la dépendance angulaire :

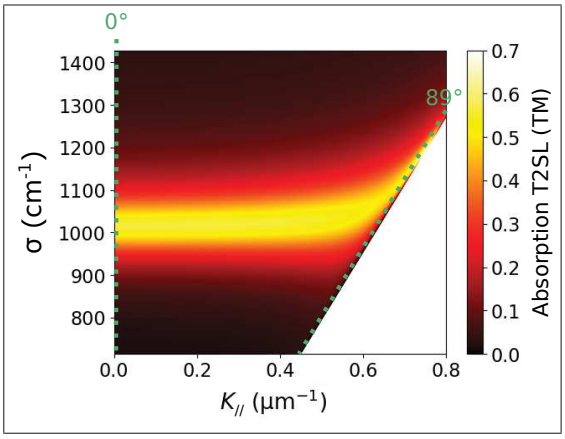

FIGURE 7.9 – Diagramme de dispersion théorique sous polarisation TM pour le dispositif présentant les géométries : $t_g = 0,2\ \mu m$, $t_n = 0,1\ \mu m$, $t_i = 0,35\ \mu m$, $t_p = 0,1\ \mu m$, $t_c = 0,15\ \mu m$, $t_m = 1\ \mu m$. L'angle azimuthal δ, vaut ici 0°.

On observe que la dispersion est très faible et que la position spectrale de la résonance reste constante pour presque toute la gamme angulaire étudiée.

Ce composant présente l'avantage d'être rapide à fabriquer car la couche supérieure n'est pas nanostructurée. De plus il est tolérant angulairement et pourrait constituer une preuve de concept facile à réaliser. Cette architecture dont la réponse spectrale présente une résonance unique pourrait permettre de réaliser un photodétecteur LWIR sélectif en longueur d'onde.

7.2.2 Composant multi-résonant 1

Une seconde étude a été menée en nanostructurant cette fois-ci la couche supérieure de l'empilement et le résultat de la réponse en absorption en incidence normale et sous polarisation TM et TE est présenté en 7.10. L'objectif est ici d'élargir la gamme spectrale d'utilisation du dispositif.

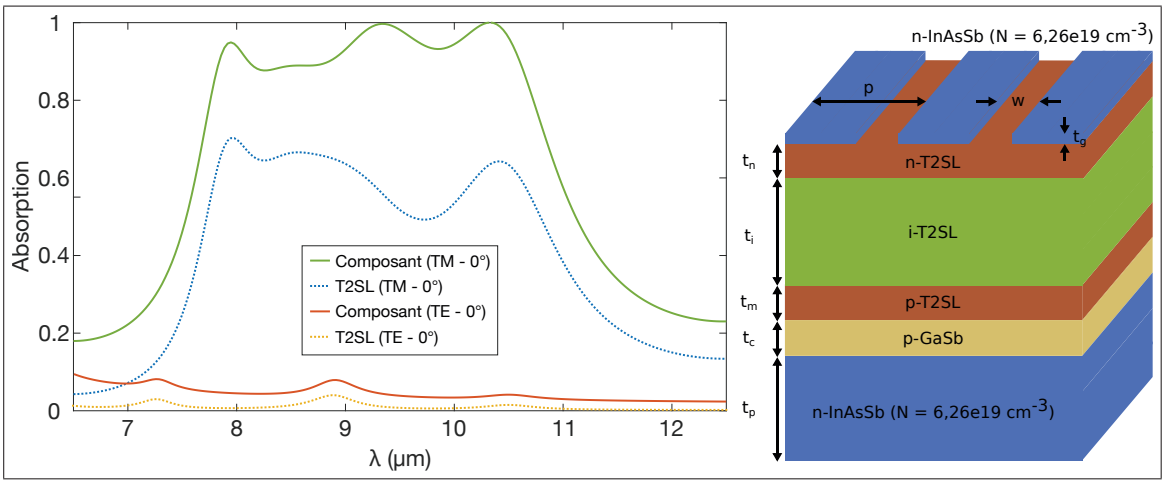

FIGURE 7.10 – Absorption (gauche) dans le composant et absorption dans le T2SL sous incidence normale et sous polarisations TM et TE pour le dispositif (droite) présentant les géométries : $p = 3,5\ \mu m$, $w = 1,2\ \mu m$, $t_g = 1,5\ \mu m$, $t_n = 0,1\ \mu m$, $t_i = 1,4\ \mu m$, $t_p = 0,1\ \mu m$, $t_c = 0,2\ \mu m$, $t_m = 1\ \mu m$.

On observe ici une réponse en absorption large bande avec plusieurs résonances pour la polarisation TM dont les propriétés sont résumées en table 7.1 :

λ_R (μm)	7,9	8,5	9,3	10,4
$A_{composant}$ (%)	95	89	99	99
A_{T2SL} (%)	70	66	55	64

TABLE 7.1 – Propriétés des dispositifs conçus sous polarisation TM et sous incidence normale (cf. Fig. 7.10).

La figure 7.11 nous permet d'étudier la répartition des pertes par absorption dans ce dispositif pour les quatre longueurs d'onde de résonance et d'identifier les modes électromagnétiques concernés. Un effet de pointe est observé aux arrêtes du fait d'une concentration élevée du champ électrique.

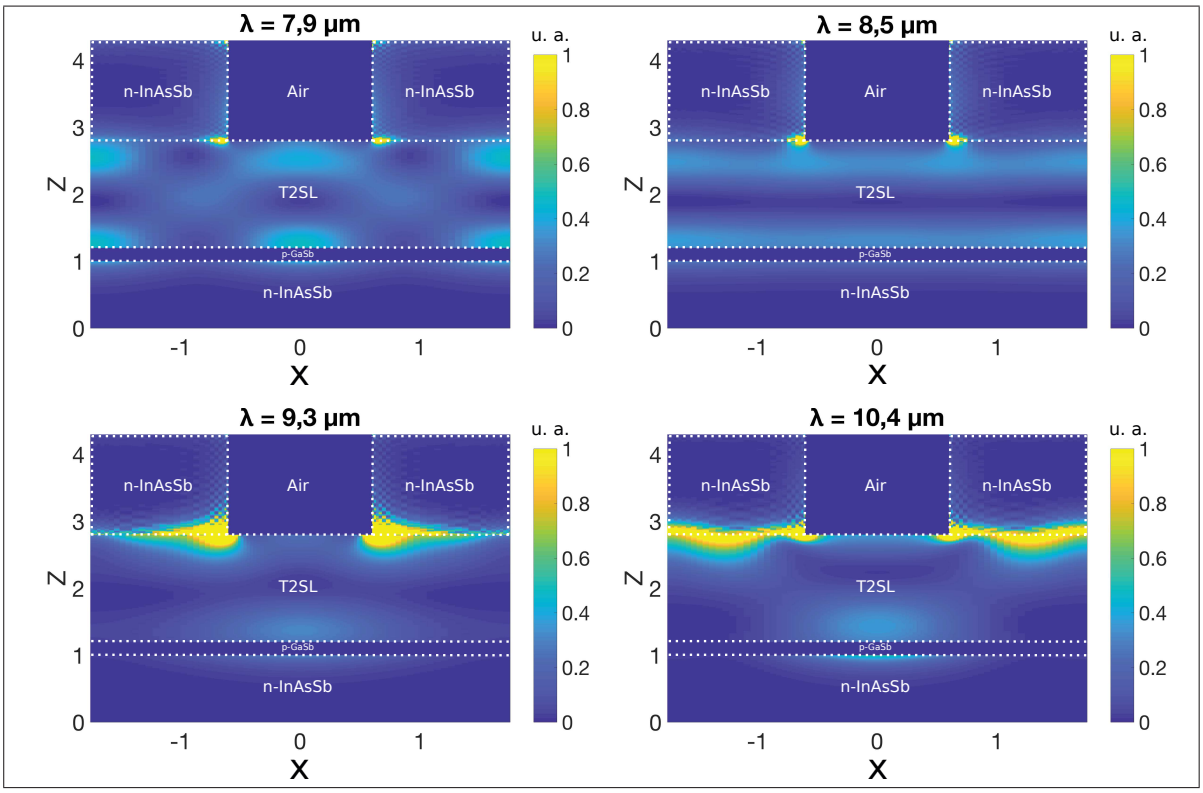

FIGURE 7.11 – Cartes des pertes par absorption dans le T2SL aux longueurs d'onde de résonance sous polarisation TM pour le dispositif présentant les géométries $p = 3,5\ \mu m$, $w = 1,2\ \mu m$, $t_g = 1,5\ \mu m$, $t_n = 0,1\ \mu m$, $t_i = 1,4\ \mu m$, $t_p = 0,1\ \mu m$, $t_c = 0,2\ \mu m$, $t_m = 1\ \mu m$.

Sur l'intervalle de longueur d'onde allant de 8 μm à 10,5 μm, l'absorption moyenne en polarisation TM dans le T2SL est de 60,2 % alors que pour obtenir les mêmes résultats avec le composant de référence (figure 7.4), il est nécessaire d'avoir une épaisseur d'au minimum 6 μm pour la zone active (contre 1,6 μm ici).

L'étude sous polarisation TE permet d'observer que l'absorption chute considérablement : l'absorption moyenne dans le composant est inférieure à 10% et celle dans le T2SL, presque nulle. Une étude en 2D est envisagée, mais n'a pas encore été effectuée, avec pour objectif de concevoir un composant non polarisant.

Afin d'étudier davantage ce composant, les diagrammes de dispersion théoriques (TE et TM) de ce composant ont été déterminés et sont présentés en figure 7.12 :

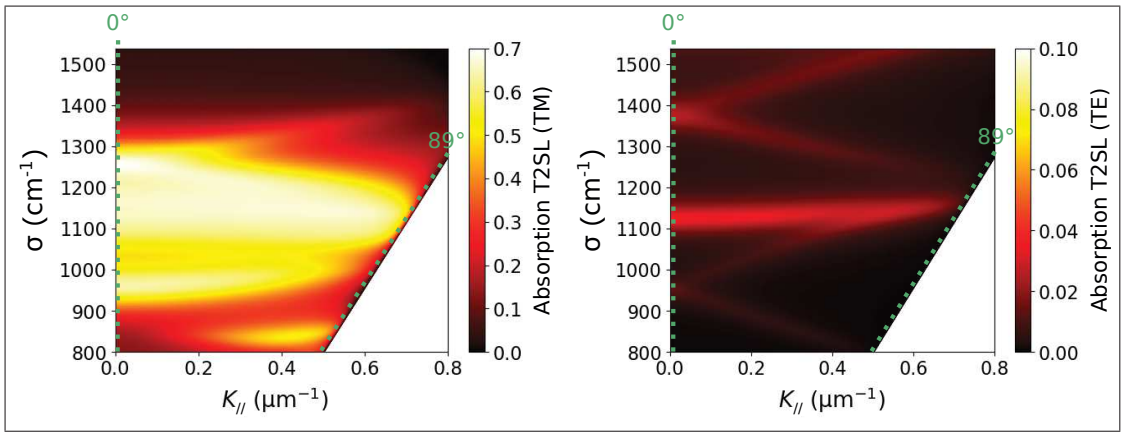

FIGURE 7.12 – Diagramme de dispersion théorique sous polarisation TM (gauche) et polarisation TE (droite) pour le dispositif présentant les géométries : $p = 3,5\ \mu m$, $w = 1,2\ \mu m$, $t_g = 1,5\ \mu m$, $t_n = 0,1\ \mu m$, $t_i = 1,4\ \mu m$, $t_p = 0,1\ \mu m$, $t_c = 0,2\ \mu m$, $t_m = 1\ \mu m$.

La dispersion nous permet d'observer plusieurs signatures de différents mécanismes de résonance. Le diagramme obtenu pour la polarisation transverse électrique montre deux signatures de résonance GMR (aux alentours de 960 cm^{-1} et de 1380 cm^{-1} pour une incidence nulle) et la résonance indépendante de la variation angulaire à 1100 cm^{-1} est probablement de type Fabry-Perot.

Ce dispositif, par le bais de plusieurs phénomènes de résonance, présente donc un intérêt pour réaliser de la photodétection large bande dans le domaine du lointain infrarouge en polarisation TM.

7.2.3 Composant multi-résonant 2

Le troisième composant étudié présente également une nanostructuration de la couche supérieure mais une épaisseur de T2SL considérablement amoindrie. Je présente la réponse spectrale du dispositif en figure 7.13 :

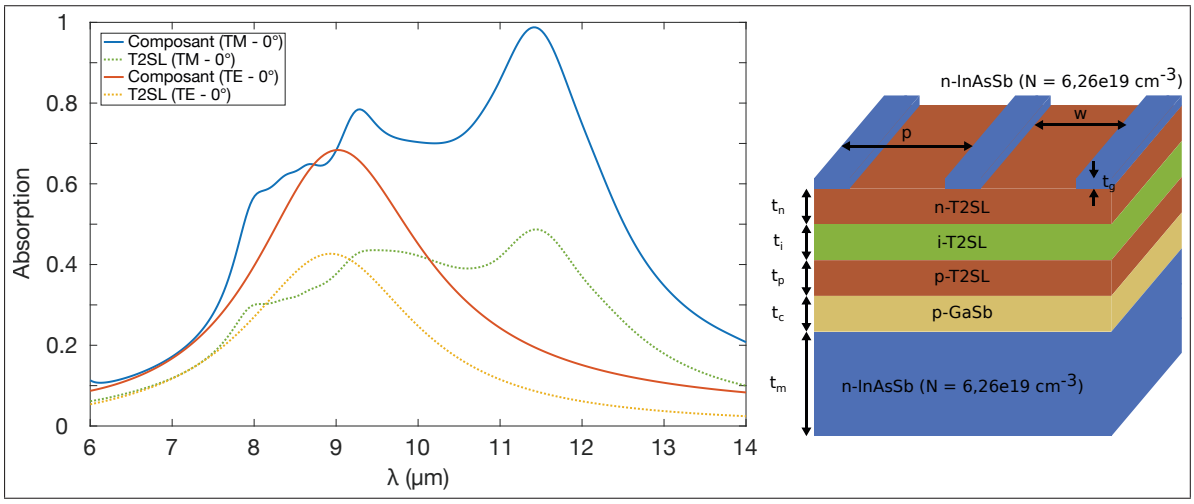

FIGURE 7.13 – Absorption (gauche) dans le composant et absorption dans le T2SL sous incidence normale et sous polarisations TM et TE pour le dispositif (droite) présentant les géométries : $p = 3,5\ \mu m$, $w = 3,1\ \mu m$, $t_g = 0,5\ \mu m$, $t_n = 0,1\ \mu m$, $t_i = 0,1\ \mu m$, $t_p = 0,1\ \mu m$, $t_c = 0,1\ \mu m$, $t_m = 1\ \mu m$.

On observe ici une réponse en absorption large bande sous polarisation TM avec plusieurs

résonances dont les propriétés sont résumées en table 7.2. En polarisation TE, on observe une seule résonance centrée en $\lambda = 8,93\ \mu m$ avec une absorption dans le composant de 68 % et une absorption dans le T2SL de 43 %.

λ_R (μm)	8	8,3	8,6	9,2	11,4
$A_{composant}$ (%)	57	61	64	78	98
A_{T2SL} (%)	30	31	33	43	48

TABLE 7.2 – Propriétés des dispositifs conçus sous polarisations TM et sous incidence normale (cf. Fig. 7.13).

La figure 7.14 nous permet d'étudier la répartition des pertes par absorption dans ce dispositif pour les cinq longueurs d'onde de résonance identifiées en polarisation TM :

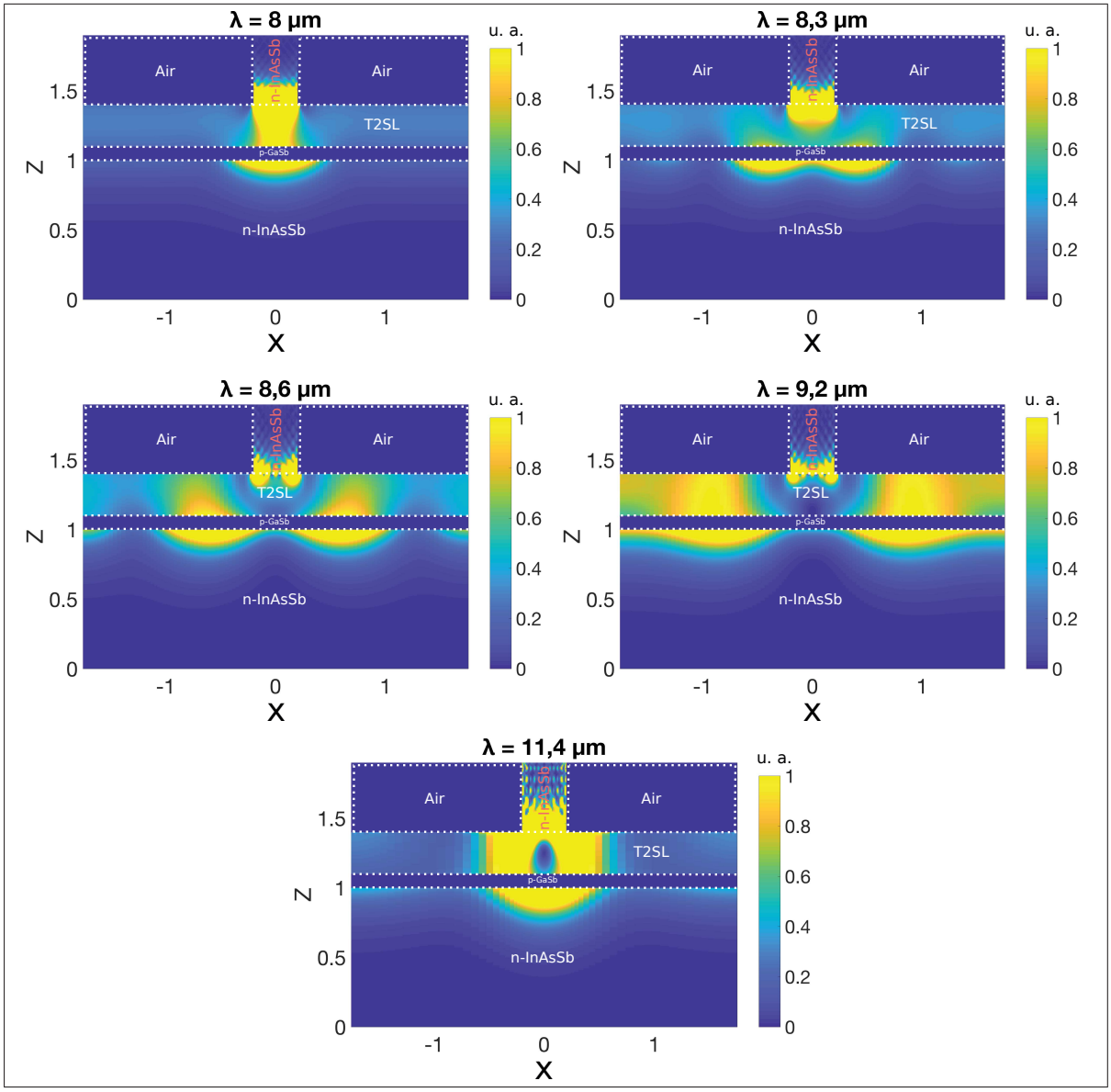

FIGURE 7.14 – Cartes des pertes par absorption dans le T2SL aux longueurs d'onde de résonance sous polarisation TM pour le dispositif présentant les géométries $p = 3,5\ \mu m$, $w = 3,1\ \mu m$, $t_g = 0,5\ \mu m$, $t_n = 0,1\ \mu m$, $t_i = 0,1\ \mu m$, $t_p = 0,1\ \mu m$, $t_c = 0,1\ \mu m$, $t_m = 1\ \mu m$.

On remarque que l'on est capable de collecter en moyenne 40 % des photons (sous polari-

sation TM) dans le T2SL pour l'intervalle de longueur d'onde allant de 8 μm à 12 μm et pour une épaisseur de 300 nm alors que pour obtenir les mêmes résultats avec le composant de référence (figure 7.4), il est nécessaire d'avoir une épaisseur d'au minimum 4 μm pour la zone active.

Pour finir, la dépendance angulaire de ce dispositif a été étudiée et est présentée en figure 7.15 :

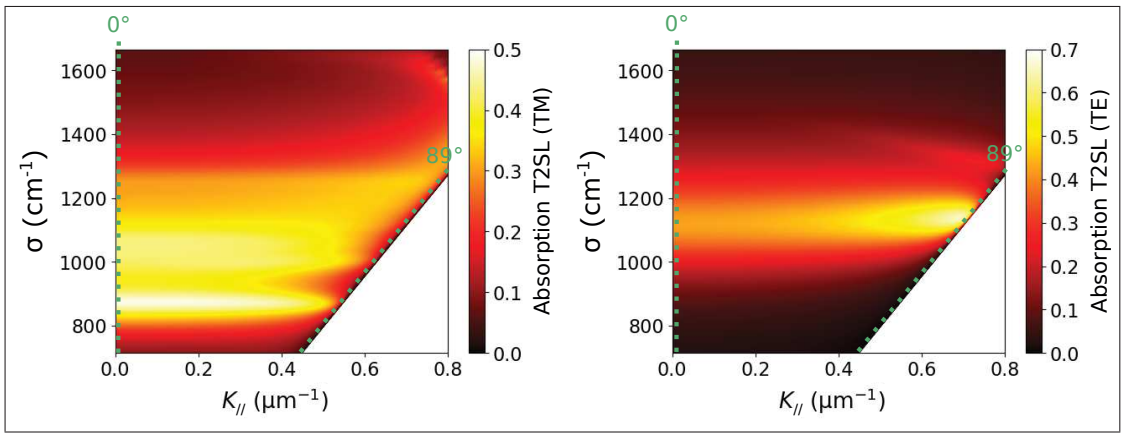

FIGURE 7.15 – Diagramme de dispersion théorique sous polarisation TM (gauche) et polarisation TE (droite) pour le dispositif présentant les géométries : $p = 3,5\ \mu m$, $w = 3,1\ \mu m$, $t_g = 0,5\ \mu m$, $t_n = 0,1\ \mu m$, $t_i = 0,1\ \mu m$, $t_p = 0,1\ \mu m$, $t_c = 0,1\ \mu m$, $t_m = 1\ \mu m$.

Ces diagrammes nous permettent de faire l'hypothèse que la résonance, autour de 1100 cm^{-1}, présente aussi bien en polarisation TM que TE est probablement une résonance de type Fabry-Perot. Néanmoins, il est ici compliqué d'identifier les autres mécanismes.

Ce second dispositif multi-résonant pourrait également permettre de réaliser de la photodétection large bande dans le domaine du lointain infrarouge et la finesse de sa zone active permettrait de réduire considérablement le courant d'obscurité du photodétecteur.

Suite à la présentation de la structure super-réseau, j'ai proposé plusieurs designs de nano-résonateurs intégrant un photodétecteur T2SL pour améliorer les performances des dispositifs existants.

J'ai démontré qu'en nanostructurant mes composants, je peux confiner la lumière dans une couche fine de T2SL et donc réduire le volume de détection. De ce fait, ces différents photodétecteurs auront un courant d'obscurité plus faible et on peut également envisager de pouvoir augmenter leur température de fonctionnement. De plus, la nano-structuration permet d'élargir la bande spectrale d'absorption par rapport au composant à résonance Fabry-Perot.

Enfin, le choix de travailler uniquement avec des semi-conducteurs permettra d'alléger et de simplifier le procédé de fabrication.

Conclusion de la troisième partie

Au sein de cette dernière partie, plusieurs exemples de photodétecteurs nanostructurés préexistants pour le photovoltaïque et l'infrarouge ont été présentés. Aucune de ces solutions ne propose un empilement tout semi-conducteur permettant de réaliser de la photodétection dans le LWIR, mais nous avons pu nous inspirer des architectures proposées.

Dans le but de réaliser un photodétecteur nanostructuré entièrement composé de matériaux semi-conducteurs, je me suis intéressé à la structure super-réseau, définie par l'empilement périodique de fines hétérojonctions.

J'ai ensuite proposé la conception théorique de plusieurs nano-résonateurs intégrant un photodétecteur de type T2SL (filière InAs/GaSb). Afin de maximiser l'absorption dans la couche T2SL, j'ai étudié différentes architectures en faisant varier les paramètres géométriques et donc les résonances qui se produisent dans le composant. J'ai conçu trois architectures : un composant à résonance Fabry-Perot et deux composants multi-résonants aux propriétés spectrales distinctes et qui diffèrent notamment par l'épaisseur de la couche de T2SL.

Ces différentes architectures montrent la possibilité de confiner la lumière dans une couche fine de T2SL et donc de réduire le volume de détection. On peut alors envisager une diminution du courant d'obscurité et une augmentation de la température de fonctionnement des dispositifs. La nano-structuration permet d'élargir la bande spectrale d'absorption et la réalisation d'un composant tout semi-conducteur permettra d'alléger et de simplifier le procédé de fabrication.

Ce travail comporte de nombreuses perspectives. Dans un premier temps, l'approfondissement de la compréhension des mécanismes de résonance opérant dans ces dispositifs sera effectuée afin de sélectionner une ou plusieurs architectures. Les calculs théoriques pourront notamment se poursuivre en utilisant une méthode de calcul 2D.

La fabrication d'un T2SL LWIR de référence a déjà été réalisée à l'IES. La caractérisation des mono-éléments avec le banc de mesure développé à l'ONERA permettra notamment de peaufiner la modélisation des structures avec un travail de compréhension approfondi sur l'indice du T2SL. On peut également envisager une mesure d'ellipsométrie à l'ONERA.

S'en suivra la fabrication de composants nanostructurés par l'IES. Pour ce faire, l'empilement sera épitaxié sur un substrat de GaSb pour pouvoir s'ajuster d'un point de vue cristallographique avec le miroir de n^{++}-InAsSb. Il n'y aura donc pas besoin d'effectuer un report de composant grâce au semi-conducteur fortement dopé en face arrière. De plus, l'utilisation de jonctions fines soulèvera peut-être de nouvelles questions théoriques sur le T2SL et sur d'éventuels défauts.

L'échantillon fabriqué sera caractérisé par l'ONERA et le modèle théorique sera affiné avec notamment la décomposition de la jonction PIN au sein du T2SL et la validation de l'hypothèse de considérer que l'absorption utile est la somme de l'absorption de toutes les couches du T2SL.

Conclusion générale et perspectives

Cette thèse a donc permis de répondre aux différents objectifs initiaux par le biais de l'étude de trois grandes thématiques. J'ai étudié la possibilité de remplacer les métaux par des semi-conducteurs fortement dopés dans le cadre de l'imagerie multispectrale infrarouge, la modification de la réponse optique d'un filtre spectral tout semi-conducteur par l'application d'une tension électrique et l'intégration un photodétecteur T2SL (filière InAs/GaSb) au sein d'un nano-résonateur.

Dans la première partie de ce manuscrit, les démonstrations théorique et expérimentale d'un filtre spectral nanostructuré tout semi-conducteur pour l'infrarouge fondé sur la résonance de mode guidé ont été effectuées.

Pour ce faire, j'ai défini plusieurs concepts relatifs au filtrage spectral infrarouge tout semi-conducteur avant de décrire le dimensionnement théorique du composant (j'ai notamment présenté une méthode de calcul des modes guidés dans le but de déterminer la période du réseau de diffraction). Pour un réseau en métal (or) ou en semi-conducteur fortement dopé (n^{++}-InAsSb), les spectres de transmission calculés montrent des résultats similaires pour le maximum de la transmission et la longueur d'onde de résonance, ce qui conforte l'utilisation du semi-conducteur fortement dopé pour remplacer le métal. Néanmoins, la forme du spectre est modifiée (réjection, largueur à mi-hauteur) et la gamme spectrale est limitée au LWIR du fait du matériau étudié et du dopage maximal que l'on peut lui imposer.

La fabrication du filtre spectral GMR a également été menée à bien. La fabrication de l'empilement GaAs - GaSb - n^{++}-InAsSb par épitaxie par jet moléculaire ainsi que sa caractérisation (diffraction des rayons X, réponse en réflexion permettant de déterminer expérimentalement le dopage de la couche d'InAsSb) sont désormais des étapes bien maîtrisées. De même, la définition d'un masque robuste en utilisant la résine SU8 et les étapes de gravure sont également maîtrisées. Néanmoins, ce procédé de fabrication est encore perfectible notamment avec la complexité du retrait de la résine SU8. De plus, la lithographie optique est limitée par un effet de bords de la résine, entrainant alors des effets de diffraction et donc une géométrie latérale du réseau difficile à contrôler. Le développement de cette première approche du procédé de fabrication a donc permis d'identifier les points complexes.

Le filtre spectral est entièrement constitué de matériaux semi-conducteurs III-V : n-InAsSb, GaSb et GaAs. Il démontre donc la possibilité de réaliser des filtres spectraux nanostructurés parfaitement compatibles avec les procédés de croissance épitaxiale des photodétecteurs pour l'infrarouge lointain de type T2SL.

Un travail expérimental a ensuite été nécessaire pour réaliser les différentes caractérisations de ce composant (mesure sous incidence normale, étude angulaire, mesure à basse température) avec notamment la réalisation d'un banc de caractérisation angulaire qui dote donc l'ONERA

d'un nouveau moyen de caractérisation. Ces mesures m'ont permis d'avoir une meilleure compréhension du comportement des paramètres matériaux et d'affiner mon modèle théorique : il est notamment possible de prévoir la réponse spectrale du filtre en fonction de la température de travail.

La démonstration d'un filtre individuel est donc achevée. L'échantillon fabriqué n'atteint pas encore les performances souhaitées car ses géométries ne respectent pas rigoureusement les dimensions visées : je n'ai fait qu'une seule épitaxie et j'ai utilisé l'un des masques disponibles pour la lithographie UV. Ces deux étapes sont donc perfectibles et un traitement antireflet sur la couche inférieure du substrat serait également une amélioration à envisager. Les risques de ne pas parvenir à fabriquer un composant plus performant aux dimensions voulues sont faibles.

On pourrait facilement réduire les dimensions latérales du filtre lors de l'étape de photolithographie avec un masque plus petit. Il serait désormais intéressant d'étudier un agencement de pixels dans le but d'analyser leurs impacts respectifs et on peut alors imaginer, en guise de perspective, la réalisation d'une mini-matrice de filtres ainsi que sa caractérisation.

Dans la seconde partie, j'ai présenté l'étude de la modulation de la longueur d'onde de résonance d'un filtre spectral GMR tout semi-conducteur par accordabilité électrique.

Une grande variété de mécanismes (électrique, optique, mécanique, thermique, magnétique et chimique) et de matériaux (graphène, cristaux liquides, semi-conducteurs, matériaux à changement de phase, polymère, ...) pour réaliser des applications d'accordabilité opérant dans différentes gammes de longueurs d'onde ont été étudiés.

Différentes approches ont alors été présentées pour tenter d'ajuster la longueur d'onde de résonance du filtre spectral GMR. J'ai commencé par définir une barrière en AlAsSb à l'interface InAsSb/GaSb et étudier l'accumulation et la déplétion des charges dans la couche de n-InAsSb. Néanmoins, l'accumulations des charges s'effectue sur une trop faible distance pour observer une modification pertinente du déphasage à la réflexion sous la couche de n-InAsSb. La seconde stratégie adoptée a alors consisté à inverser la polarisation dans le but de dépléter les électrons du réseau de diffraction.

L'application d'une tension électrique aux bornes du réseau de diffraction a mené à l'observation d'une grande modulation de l'indice dans le domaine du Térahertz mais pas dans la gamme de longueur d'onde d'intérêt (LWIR). Cette approche pour réaliser de l'accordabilité électrique avec un filtre spectral GMR est donc limitée par des aspects technologiques et ne s'est pas avérée être une piste prometteuse.

J'ai ensuite démontré la possibilité d'accorder électriquement la longueur d'onde de résonance du filtre GMR en travaillant sur la couche de GaSb (le guide d'onde). Dans un premier temps, l'insertion d'une jonction P-N dans la couche de GaSb permet une modulation de l'ordre de la centaine de nanomètres en modulant la taille de la ZCE. Néanmoins, la tension nécessaire est très supérieure à la tension de claquage. L'utilisation de ce semi-conducteur impose donc de se contenter d'une faible variation de la longueur de résonance du filtre spectral GMR. Les études se portent actuellement sur le potentiel offert par les puits quantiques pour moduler la densité des porteurs dans le guide et donc l'indice de réfraction.

Dans la troisième et dernière partie, une première brique pour l'intégration d'un T2SL dans

un nano-résonateur optique pour réaliser un photodétecteur nanostructuré tout semi-conducteur a été étudiée.

Je me suis inspiré d'architectures issues de la littérature dans le but de réaliser un photodétecteur nanostructuré entièrement composé de matériaux semi-conducteurs et je me suis intéressé à la structure super-réseau.

L'utilisation de matériaux semi-conducteurs fortement dopés à la place de métaux permettra de réaliser une intégration monolithique, et donc une croissance plus rapide. Il n'y aura alors pas de risques de diffusion des métaux dans les couches épitaxiées. De plus, l'étape de report du composant sera supprimée lors de l'étude de pixels uniques et permettra alors d'alléger le procédé de fabrication.

J'ai proposé la conception théorique de plusieurs nano-résonateurs intégrant un photodétecteur de type T2SL (filière InAs/GaSb). Afin de maximiser l'absorption dans la couche T2SL, j'ai étudié différentes architectures en faisant varier les paramètres géométriques et donc les résonances qui se produisent dans le composant. J'ai conçu trois architectures : un composant à résonance Fabry-Perot et deux composants multi-résonants aux propriétés spectrales distinctes et qui diffèrent notamment par l'épaisseur de la couche de T2SL.

Je suis parvenu à confiner la lumière dans une couche fine de T2SL et donc à réduire le volume de détection. On peut alors envisager une diminution du courant d'obscurité et une augmentation de la température de fonctionnement des dispositifs. La nano-structuration permet d'élargir la bande spectrale d'absorption et la réalisation d'un composant tout semi-conducteur permettra d'alléger et de simplifier le procédé de fabrication.

La caractérisation à l'ONERA d'un T2SL LWIR de référence réalisé par l'IES permettra d'améliorer la modélisation des structures avec un travail de compréhension approfondi sur l'indice du T2SL. Puis la fabrication de composants nanostructurés par l'IES et leur caractérisation par l'ONERA permettra d'affiner le modèle théorique.

Cette étude a donc permis d'envisager de nombreuses perspectives et pourrait permettre de réaliser une nouvelle génération de photodétecteur infrarouge LWIR.

Ce travail de thèse a donc été transverse dans la mesure où j'ai effectué des modélisations mais j'ai aussi développé des méthodes de caractérisations optiques ainsi qu'un procédé de fabrication. D'ici quelques années, on peut envisager de réaliser un composant intégrant un filtre nanostructuré avec un T2SL et le tout accordable électriquement dans le cas où les puits quantiques s'avèrent être une piste prometteuse pour l'ajustabilité électrique.

Ces différentes études pourraient donc permettre de fournir les briques de base pour réaliser des matrices plan-focal infrarouges avec fonctionnalité intégrée monolithiquement au pixel. L'aspect monolithique permet de minimiser la complexité du procédé de fabrication due à l'ajout du filtre sur le photodétecteur. De plus, lors de la fabrication du dispositif accordable monolithique, les contraintes de fabrication liées à la technologie des matrices plan-focal (en particulier l'hybridation sur circuit de lecture) seront à prendre en considération de manière à préparer un transfert technologique efficace.

Cette étude pourrait avoir une portée bien au-delà du filtrage spectral car la démonstration expérimentale du principe d'accordabilité permettrait de le décliner sur d'autres architectures

de nano-résonateurs. On pourrait alors envisager une génération de composants spectralement accordables, tels que des sources thermiques nanostructurées ou des polariseurs.

Pour finir, cette thèse aura permis de poser les briques élémentaires du travail qui va se poursuivre dans les années à venir entre l'ONERA et l'IES. Ces études vont se poursuivre au sein du projet NanoElastir que mes résultats auront, en partie, permis d'obtenir et de financer.

Liste des contributions scientifiques

Publication dans des revues à comité de lecture

C. Maës, *et al.* "Infrared spectral filter based on all-semiconductor guided-mode resonance." Optics letters 44.12 (2019) : 3090-3093.

Publications dans des colloques nationaux et internationaux

C. Maës, *et al.* "Nanostructures en semiconducteurs pour le filtrage spectral." (2018) : Poster pour la conférence SFO Toulouse 2018.

C. Maës, *et al.* "Semiconductor nanostructures for spectral filtering." (2019) : Poster pour les conférences SPP9, SPIE Optics and Photonics 2019 et GDR Ondes 2019.

C. Maës, *et al.* "Semiconductor-based nanostructures for spectral filtering." Plasmonics : Design, Materials, Fabrication, Characterization, and Applications XVII. Vol. 11082. International Society for Optics and Photonics, 2019.

C. Maës, *et al.* "Long-wave infrared spectral filter with semiconductor materials." Nanophotonics VIII. Vol. 11345. International Society for Optics and Photonics, 2020.

Bibliographie

[1] Laurence S Rothman, Iouli E Gordon, Yury Babikov, Alain Barbe, D Chris Benner, Peter F Bernath, Manfred Birk, Luca Bizzocchi, Vincent Boudon, Linda R Brown, et al. The Hitran 2012 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 130 :4–50, 2013.

[2] Saleem Ullah, Martin Schlerf, Andrew K Skidmore, and Christoph Hecker. Identifying plant species using mid-wave infrared (2.5–6 μm) and thermal infrared (8–14 μm) emissivity spectra. *Remote Sensing of Environment*, 118 :95–102, 2012.

[3] Meimei Z Tidrow, Lucy Zheng, Hank Barcikowski, James Wells, and Leslie Aitcheson. Recent success on SLS FPAs and MDA's new direction for development. In *Infrared Technology and Applications XXXV*, volume 7298, page 72981O. International Society for Optics and Photonics, 2009.

[4] L Zheng, MZ Tidrow, A Novello, H Weichel, and S Vohra. Type II strained layer superlattice : a potential infrared sensor material for space. In *Quantum Sensing and Nanophotonic Devices V*, volume 6900, page 69000F. International Society for Optics and Photonics, 2008.

[5] Antoni Rogalski. Infrared detectors : an overview. *Infrared physics & technology*, 43(3-5) :187–210, 2002.

[6] JJ Yon, G Dumont, V Goudon, S Becker, A Arnaud, S Cortial, and CL Tisse. Latest improvements in microbolometer thin film packaging : paving the way for low-cost consumer applications. In *Infrared Technology and Applications XL*, volume 9070, page 90701N. International Society for Optics and Photonics, 2014.

[7] Sylvain Rommeluère, Nicolas Guérineau, Riad Haidar, Joël Deschamps, Eric De Borniol, Alain Million, Jean-Paul Chamonal, and Gérard Destefanis. Infrared focal plane array with a built-in stationary Fourier-transform spectrometer : basic concepts. *Optics letters*, 33(10) :1062–1064, 2008.

[8] Yann Ferrec, Jean Taboury, Hervé Sauer, Pierre Chavel, Pierre Fournet, Christophe Coudrain, Joël Deschamps, and Jérôme Primot. Experimental results from an airborne static Fourier transform imaging spectrometer. *Applied optics*, 50(30) :5894–5904, 2011.

[9] Riad Haïdar, Grégory Vincent, Stéphane Collin, Nathalie Bardou, Nicolas Guérineau, Joël Deschamps, and Jean-Luc Pelouard. Free-standing subwavelength metallic gratings for snapshot multispectral imaging. *Applied Physics Letters*, 96(22) :221104, 2010.

[10] Grégory Vincent. *Réseaux métalliques sub-longueur d'onde, applications à l'optique infrarouge.* PhD thesis, 2008.

[11] Wolfgang A Cabanski, Kurt Eberhardt, Werner Rode, Joachim C Wendler, Johann Ziegler, Joachim Fleissner, Frank Fuchs, Robert H Rehm, Johannes Schmitz, Harald Schneider, et al. Third-generation focal plane array IR detection modules and applications. In *Infrared Technology and Applications XXX*, volume 5406, pages 184–192. International Society for Optics and Photonics, 2004.

[12] Konstantin B Yushkov, Samuel Dupont, Jean-Claude Kastelik, and Vitaly B Voloshinov. Polarization-independent imaging with an acousto-optic tandem system. *Optics letters*, 35(9) :1416–1418, 2010.

[13] Ofir Aharon and Ibrahim S Abdulhalim. Liquid crystal wavelength-independent continuous polarization rotator. *Optical Engineering*, 49(3) :034002, 2010.

[14] Celia Peralta, Alicia Pons, and Joaquin Campos. How the method of choice to assess liquid crystal tunable filters' bandpass function impacts the spectroradiometric measurements performed with them. *Journal of Optics*, 12(1) :015707, 2009.

[15] Julien Lumeau, Vadim Smirnov, Fabien Lemarchand, Michel Lequime, and Leonid B Glebov. Large aperture tunable ultra narrow band Fabry-Perot-Bragg filter. In *Optical Components and Materials IV*, volume 6469, page 64690M. International Society for Optics and Photonics, 2007.

[16] Xunqi Wu. *Etude de cavités optiques formées de miroirs de Bragg à réseaux à pas variable : application aux filtres et lasers.* PhD thesis, Supélec, 2012.

[17] SS Wang, Robert Magnusson, Jonathan S Bagby, and MG Moharam. Guided-mode resonances in planar dielectric-layer diffraction gratings. *JOSA A*, 7(8) :1470–1474, 1990.

[18] Stéphane Collin, Grégory Vincent, Riad Haïdar, Nathalie Bardou, Sylvain Rommeluère, and Jean-Luc Pelouard. Nearly perfect fano transmission resonances through nanoslits drilled in a metallic membrane. *Physical review letters*, 104(2) :027401, 2010.

[19] Emeline Lesmanne, François Boulard, Roch Espiau Delamaestre, Sylvette Bisotto, and Giacomo Badano. Frequency-selective surfaces for infrared imaging. In *Infrared Sensors, Devices, and Applications VII*, volume 10404, page 104040K. International Society for Optics and Photonics, 2017.

[20] Antoine Bierret, Grégory Vincent, Julien Jaeck, Jean-Luc Pelouard, Riad Haïdar, and Fabrice Pardo. Field extension inside guided-mode-resonance filters under a focused beam. *Optics letters*, 42(20) :4187–4190, 2017.

[21] Sorin Tibuleac and Robert Magnusson. Narrow-linewidth bandpass filters with diffractive thin-film layers. *Optics letters*, 26(9) :584–586, 2001.

[22] Nathalie Destouches, J-C Pommier, Olivier Parriaux, Tina Clausnitzer, Nikolai Lyndin, and Svetlen Tonchev. Narrow band resonant grating of 100% reflection under normal incidence. *Optics express*, 14(26) :12613–12622, 2006.

[23] A Sharon, D Rosenblatt, and AA Friesem. Resonant grating–waveguide structures for visible and near-infrared radiation. *JOSA A*, 14(11) :2985–2993, 1997.

[24] Anne-Laure Fehrembach, Daniel Maystre, and Anne Sentenac. Phenomenological theory of filtering by resonant dielectric gratings. *JOSA A*, 19(6) :1136–1144, 2002.

[25] Anne-Laure Fehrembach, Fabien Lemarchand, Anne Talneau, and Anne Sentenac. High Q polarization independent guided-mode resonance filter with "doubly periodic" etched Ta_2O_5 bidimensional grating. *Journal of Lightwave Technology*, 28(14) :2037–2044, 2010.

[26] Emilie Sakat, Grégory Vincent, Petru Ghenuche, Nathalie Bardou, Stéphane Collin, Fabrice Pardo, Jean-Luc Pelouard, and Riad Haïdar. Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering. *Optics letters*, 36(16) :3054–3056, 2011.

[27] Jia-Ming Liu. *Photonic devices.* Cambridge University Press, 2009.

[28] Kun Ho Kim, Ki Cheol Park, and Dae Young Ma. Structural, electrical and optical properties of aluminum doped Zinc Oxide films prepared by radio frequency magnetron sputtering. *Journal of Applied Physics*, 81(12) :7764–7772, 1997.

[29] PF Robusto and R Braunstein. Optical measurements of the surface plasmon of Indium-Tin Oxide. *physica status solidi (a)*, 119(1) :155–168, 1990.

[30] Martina Abb, Yudong Wang, Nikitas Papasimakis, CH De Groot, and Otto L Muskens. Surface-enhanced infrared spectroscopy using metal oxide plasmonic antenna arrays. *Nano letters*, 14(1) :346–352, 2014.

[31] H Kim, A Pique, JS Horwitz, H Murata, ZH Kafafi, CM Gilmore, and DB Chrisey. Effect of aluminum doping on Zinc Oxide thin films grown by pulsed laser deposition for organic light-emitting devices. *Thin solid films*, 377 :798–802, 2000.

[32] Hideaki Agura, Akio Suzuki, Tatsuhiko Matsushita, Takanori Aoki, and Masahiro Okuda. Low resistivity transparent conducting Al-doped ZnO films prepared by pulsed laser deposition. *Thin solid films*, 445(2) :263–267, 2003.

[33] Klaus Ellmer and Rainald Mientus. Carrier transport in polycrystalline ITO and ZnO : Al II : The influence of grain barriers and boundaries. *Thin Solid Films*, 516(17) :5829–5835, 2008.

[34] Monas Shahzad, Gautam Medhi, Robert E Peale, Walter R Buchwald, Justin W Cleary, Richard Soref, Glenn D Boreman, and Oliver Edwards. Infrared surface plasmons on heavily doped Silicon. *Journal of Applied Physics*, 110(12) :123105, 2011.

[35] V N'Tsame Guilengui, L Cerutti, J-B Rodriguez, E Tournié, and T Taliercio. Localized surface plasmon resonances in highly doped semiconductors nanostructures. *Applied Physics Letters*, 101(16) :161113, 2012.

[36] F Omeis, R Smaali, F Gonzalez-Posada, L Cerutti, T Taliercio, and E Centeno. Metal-insulator-metal antennas in the far-infrared range based on highly doped InAsSb. *Applied Physics Letters*, 111(12) :121108, 2017.

[37] Thierry Taliercio, Vilianne Ntsame Guilengui, Laurent Cerutti, Eric Tournié, and Jean-Jacques Greffet. Brewster "mode" in highly doped semiconductor layers : an all-optical technique to monitor doping concentration. *Optics express*, 22(20) :24294–24303, 2014.

[38] S Law, DC Adams, AM Taylor, and D Wasserman. Mid-infrared designer metals. *Optics express*, 20(11) :12155–12165, 2012.

[39] Richard Soref, Joshua Hendrickson, and Justin W Cleary. Mid-to long-wavelength infrared plasmonic-photonics using heavily doped n-Ge/Ge and n-GeSn/GeSn heterostructures. *Optics express*, 20(4) :3814–3824, 2012.

[40] JB Rodriguez, Philippe Christol, L Cerutti, F Chevrier, and A Joullié. MBE growth and characterization of type-II InAs/GaSb superlattices for Mid-infrared detection. *Journal of Crystal Growth*, 274(1-2) :6–13, 2005.

[41] Bahram Ganjipour, Anil W Dey, B Mattias Borg, Martin Ek, Mats-Erik Pistol, Kimberly A Dick, Lars-Erik Wernersson, and Claes Thelander. High current density Esaki tunnel diodes based on GaSb-InAsSb heterostructure nanowires. *Nano letters*, 11(10) :4222–4226, 2011.

[42] I Vurgaftman, J R Meyer, and L R Ram-Mohan. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *Journal of applied physics*, 89(11) :5815–5875, 2001.

[43] Hou-Tong Chen, Willie J Padilla, Joshua MO Zide, Arthur C Gossard, Antoinette J Taylor, and Richard D Averitt. Active Terahertz metamaterial devices. *Nature*, 444(7119) :597–600, 2006.

[44] Franziska B Barho, Fernando Gonzalez-Posada, Maria-José Milla-Rodrigo, Mario Bomers, Laurent Cerutti, and Thierry Taliercio. All-semiconductor plasmonic gratings for biosensing applications in the Mid-infrared spectral range. *Optics express*, 24(14) :16175–16190, 2016.

[45] Simon Vassant, Alexandre Archambault, François Marquier, Fabrice Pardo, Ulf Gennser, Antonella Cavanna, Jean-Luc Pelouard, and Jean-Jacques Greffet. Epsilon-near-zero mode for active optoelectronic devices. *Physical review letters*, 109(23) :237401, 2012.

[46] Anthony J Hoffman, Leonid Alekseyev, Scott S Howard, Kale J Franz, Dan Wasserman, Viktor A Podolskiy, Evgenii E Narimanov, Deborah L Sivco, and Claire Gmachl. Negative refraction in semiconductor metamaterials. *Nature materials*, 6(12) :946–950, 2007.

[47] Thierry Taliercio and Paolo Biagioni. Semiconductor infrared plasmonics. *Nanophotonics*, 8(6) :949–990, 2019.

[48] Robert L Olmon, Brian Slovick, Timothy W Johnson, David Shelton, Sang-Hyun Oh, Glenn D Boreman, and Markus B Raschke. Optical dielectric function of gold. *Physical Review B*, 86(23) :235147, 2012.

[49] MJ Milla, F Barho, F González-Posada, L Cerutti, M Bomers, JB Rodriguez, E Tournié, and T Taliercio. Localized surface plasmon resonance frequency tuning in highly doped InAsSb/GaSb one-dimensional nanostructures. *Nanotechnology*, 27(42) :425201, 2016.

[50] Babak Dastmalchi, Philippe Tassin, Thomas Koschny, and Costas M Soukoulis. A new perspective on plasmonics : confinement and propagation length of surface plasmons for different materials and geometries. *Advanced Optical Materials*, 4(1) :177–184, 2016.

[51] Wen Ting Hsieh, Pin Chieh Wu, Jacob B Khurgin, Din Ping Tsai, Ning Liu, and Greg Sun. Comparative analysis of metals and alternative infrared plasmonic materials. *ACS Photonics*, 5(7) :2541–2548, 2017.

[52] Giovanni Pellegrini, Leonetta Baldassare, Valeria Giliberti, Jacopo Frigerio, Kevin Gallacher, Douglas J Paul, Giovanni Isella, Michele Ortolani, and Paolo Biagioni. Benchmarking the use of heavily doped Ge for plasmonics and sensing in the Mid-infrared. *ACS Photonics*, 5(9) :3601–3607, 2018.

[53] Vilianne Ntsame Guilengui. *Technologie et étude de résonateurs plasmoniques à base d'InAsSb : vers une plasmonique tout semi-conducteur*. PhD thesis, PhD thesis, Université de Montpellier, 2013.

[54] Franziska Barho. *Ingénierie de résonateurs plasmoniques à base de semi-conducteurs fortement dopés pour l'exaltation de l'absorption de molécules dans le moyen infrarouge*. PhD thesis, PhD thesis, Université de Montpellier, 2017.

[55] Manuel Cardona. Electron effective masses of InAs and GaAs as a function of temperature and doping. *Physical Review*, 121(3) :752, 1961.

[56] Eisuke Tokumitsu. Correlation between fermi level stabilization positions and maximum free carrier concentrations in III–V compound semiconductors. *Japanese journal of applied physics*, 29(5A) :L698, 1990.

[57] Kane Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, 14(3) :302–307, 1966.

[58] Junuthula Narasimha Reddy. An introduction to the finite element method. *New York*, 27, 1993.

[59] MG Moharam and TK Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction. *JOSA*, 71(7) :811–818, 1981.

[60] J.P. Hugonin and P Lalanne. Reticolo software for grating analysis. *Reticolo software for grating analysis, Institut d'Optique, Orsay, France*, 2005.

[61] T Skauli, PS Kuo, KL Vodopyanov, TJ Pinguet, O Levi, LA Eyres, JS Harris, MM Fejer, B Gerard, L Becouarn, et al. Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics. *Journal of Applied Physics*, 94(10) :6447–6455, 2003.

[62] S Roux, P Barritault, O Lartigue, Laurent Cerutti, Eric Tournié, B Gérard, and A Grisard. Mid-infrared characterization of refractive indices and propagation losses in GaSb/AlXGa1-XAsSb waveguides. *Applied Physics Letters*, 107(17) :171901, 2015.

[63] Edward D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids II*. Elsevier Science, 1991.

[64] F. Marquier, J.-J. Greffet, S. Collin, F. Pardo, and J.-L. Pelouard. Resonant transmission through a metallic film due to coupled modes. *Optics Express*, 13(1) :70–76, 2005.

[65] Stéphane Collin, Fabrice Pardo, Roland Tessier, and Jean-Luc Pelouard. Horizontal and vertical surface resonances in transmission metallic gratings. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 4(5) :S154–S160, 2002.

[66] Abeer Al Mohtar, Michel Kazan, Thierry Taliercio, Laurent Cerutti, Sylvain Blaize, and Aurélien Bruyant. Direct measurement of the effective infrared dielectric response of a highly doped semiconductor metamaterial. *Nanotechnology*, 28(12) :125701, 2017.

[67] PM Thibado, BR Bennett, ME Twigg, BV Shanabrook, and LJ Whitman. Evolution of GaSb epitaxy on GaAs (001)-c (4×4). *Journal of Vacuum Science & Technology A : Vacuum, Surfaces, and Films*, 14(3) :885–889, 1996.

[68] YB Li, RA Stradling, T Knight, JR Birch, RH Thomas, CC Phillips, and IT Ferguson. Infrared reflection and transmission of undoped and Si-doped InAs grown on GaAs by molecular beam epitaxy. *Semiconductor science and technology*, 8(1) :101, 1993.

[69] Emmanuel Rosencher and Borge Vinter. *Optoelectronics*. Cambridge University Press, 2002.

[70] Emilie Sakat, Sébastien Héron, Patrick Bouchon, Grégory Vincent, Fabrice Pardo, Stéphane Collin, Jean-Luc Pelouard, and Riad Haïdar. Metal–dielectric bi-atomic structure for angular-tolerant spectral filtering. *Optics letters*, 38(4) :425–427, 2013.

[71] Clément Maës, Grégory Vincent, Fernando González-Posada Flores, Laurent Cerutti, Riad Haïdar, and Thierry Taliercio. Infrared spectral filter based on all-semiconductor guided-mode resonance. *Optics letters*, 44(12) :3090–3093, 2019.

[72] Cyrille Billaudeau. *Guidage optique dans les cristaux plasmoniques 1D et 2D*. PhD thesis, 2007.

[73] Clément Maës, Grégory Vincent, Fernando González-Posada Flores, Laurent Cerutti, Riad Haïdar, and Thierry Taliercio. Semiconductor-based nanostructures for spectral filtering. In *Plasmonics : Design, Materials, Fabrication, Characterization, and Applications XVII*, volume 11082, page 110821T. International Society for Optics and Photonics, 2019.

[74] Jenö Sólyom. *Fundamentals of the Physics of Solids : Volume 1 : Structure and Dynamics*, volume 1. Springer Science & Business Media, 2007.

[75] Robert Wittmann. Miniaturization problems in cmos technology : Investigation of doping profiles and reliability. *Ph. D. Thesis, Vienna University of Technology*, 2007.

[76] Andrei V Los and Michael S Mazzola. Influence of carrier freeze-out on SiC schottky junction admittance. *Journal of electronic materials*, 30(3) :235–241, 2001.

[77] Glen D Gillen, Chris DiRocco, Peter Powers, and Shekhar Guha. Temperature-dependent refractive index measurements of wafer-shaped InAs and InSb. *Applied optics*, 47(2) :164–168, 2008.

[78] SK Tripathy. Refractive indices of semiconductors from energy gaps. *Optical materials*, 46 :240–246, 2015.

[79] JG Fossum et al. Energy-band distortion in highly doped Silicon. *IEEE transactions on electron devices*, 30(6) :626–634, 1983.

[80] Frank Stern and Robert M Talley. Impurity band in semiconductors with small effective mass. *Physical Review*, 100(6) :1638, 1955.

[81] Valentin Jean. *Modélisation du transport de phonons dans les semi-conducteurs nanostructurés*. PhD thesis, 2014.

[82] Yet-ful Tsay, Bernard Bendow, and Shashanka S Mitra. Theory of the temperature derivative of the refractive index in transparent crystals. *Physical Review B*, 8(6) :2688, 1973.

[83] Antoine Bierret, Grégory Vincent, Julien Jaeck, Jean-Luc Pelouard, Fabrice Pardo, Florence De La Barrière, and Riad Haïdar. Pixel-sized infrared filters for a multispectral focal plane array. *Applied optics*, 57(3) :391–395, 2018.

[84] Hou-Tong Chen, John F O'hara, Abul K Azad, Antoinette J Taylor, Richard D Averitt, David B Shrekenhamer, and Willie J Padilla. Experimental demonstration of frequency-agile Terahertz metamaterials. *Nature Photonics*, 2(5) :295, 2008.

[85] Meng-Xin Ren, Wei Wu, Wei Cai, Biao Pi, Xin-Zheng Zhang, and Jing-Jun Xu. Reconfigurable metasurfaces that enable light polarization control by light. *Light : Science & Applications*, 6(6) :e16254–e16254, 2017.

[86] Jura Rensberg, Shuyan Zhang, You Zhou, Alexander S McLeod, Christian Schwarz, Michael Goldflam, Mengkun Liu, Jochen Kerbusch, Ronny Nawrodt, Shriram Ramanathan, et al. Active optical metasurfaces based on defect-engineered phase-transition materials. *Nano letters*, 16(2) :1050–1055, 2016.

[87] Jun-Yu Ou, Eric Plum, Jianfa Zhang, and Nikolay I Zheludev. An electromechanically reconfigurable plasmonic metamaterial operating in the near-infrared. *Nature nanotechnology*, 8(4) :252–255, 2013.

[88] Stephanie C Malek, Ho-Seok Ee, and Ritesh Agarwal. Strain multiplexed metasurface holograms on a stretchable substrate. *Nano letters*, 17(6) :3641–3645, 2017.

[89] Kenyu Ling, Hyung Ki Kim, Minyeong Yoo, and Sungjoon Lim. Frequency-switchable metamaterial absorber injecting Eutectic Gallium-Indium (EGaIn) liquid metal alloy. *Sensors*, 15(11) :28154–28165, 2015.

[90] Tom Driscoll, S Palit, Mumtaz M Qazilbash, Markus Brehm, Fritz Keilmann, Byung-Gyu Chae, Sun-Jin Yun, Hyun-Tak Kim, SY Cho, N Marie Jokerst, et al. Dynamic tuning of an infrared hybrid-metamaterial resonance using vanadium dioxide. *Applied Physics Letters*, 93(2) :024101, 2008.

[91] Jurgen Sautter, Isabelle Staude, Manuel Decker, Evgenia Rusak, Dragomir N Neshev, Igal Brener, and Yuri S Kivshar. Active tuning of all-dielectric metasurfaces. *ACS nano*, 9(4) :4308–4315, 2015.

[92] Xiaoyu Yang, Jinghuan Yang, Xiaoyong Hu, Yu Zhu, Hong Yang, and Qihuang Gong. Multilayer-WS2 : ferroelectric composite for ultrafast tunable metamaterial-induced transparency applications. *Applied Physics Letters*, 107(8) :081110, 2015.

[93] Xiaoyang Duan, Simon Kamin, and Na Liu. Dynamic plasmonic colour display. *Nature communications*, 8(1) :1–9, 2017.

[94] Bo Zhu, Yijun Feng, Junming Zhao, Ci Huang, and Tian Jiang. Switchable metamaterial reflector/absorber for different polarized electromagnetic waves. *Applied Physics Letters*, 97(5) :051906, 2010.

[95] He-Xiu Xu, Shulin Sun, Shiwei Tang, Shaojie Ma, Qiong He, Guang-Ming Wang, Tong Cai, Hai-Peng Li, and Lei Zhou. Dynamical control on helicity of electromagnetic waves by tunable metasurfaces. *Scientific reports*, 6(1) :1–10, 2016.

[96] Zui Tao, Xiang Wan, Bai Cao Pan, and Tie Jun Cui. Reconfigurable conversions of reflection, transmission, and polarization states using active metasurface. *Applied Physics Letters*, 110(12) :121901, 2017.

[97] Zheyu Fang, Yumin Wang, Andrea E Schlather, Zheng Liu, Pulickel M Ajayan, F Javier García de Abajo, Peter Nordlander, Xing Zhu, and Naomi J Halas. Active tunable absorption enhancement with graphene nanodisk arrays. *Nano letters*, 14(1) :299–304, 2014.

[98] David Shrekenhamer, Wen-Chen Chen, and Willie J Padilla. Liquid crystal tunable metamaterial absorber. *Physical review letters*, 110(17) :177403, 2013.

[99] Junghyun Park, Ju-Hyung Kang, Xiaoge Liu, and Mark L Brongersma. Electrically tunable Epsilon-Near-Zero (ENZ) metafilm absorbers. *Scientific reports*, 5 :15754, 2015.

[100] Christoph A Riedel, Kai Sun, Otto L Muskens, and CH de Groot. Nanoscale modeling of electro-plasmonic tunable devices for modulators and metasurfaces. *Optics express*, 25(9) :10031–10043, 2017.

[101] Seyed Sadreddin Mirshafieyan and Don A Gregory. Electrically tunable perfect light absorbers as color filters and modulators. *Scientific reports*, 8(1) :2635, 2018.

[102] Hou-Tong Chen, Hong Lu, Abul K Azad, Richard D Averitt, Arthur C Gossard, Stuart A Trugman, John F O'Hara, and Antoinette J Taylor. Electronic control of extraordinary Terahertz transmission through subwavelength metal hole arrays. *Optics express*, 16(11) :7641–7648, 2008.

[103] Debin Li and Cun-Zheng Ning. All-semiconductor active plasmonic system in Mid-infrared wavelengths. *Optics express*, 19(15) :14594–14603, 2011.

[104] T Mozume, M Tanaka, A Yoshimi, and W Susaki. Optical functions of AlAsSb characterized by spectroscopic ellipsometry. *physica status solidi (a)*, 205(4) :872–875, 2008.

[105] Yan-Feng Lao and AG Unil Perera. Dielectric function model for p-type semiconductor inter-valence band transitions. *Journal of Applied Physics*, 109(10) :103528, 2011.

[106] Jérôme Faist and F-K Reinhart. Phase modulation in GaAs/AlGaAs double heterostructures. I. theory. *Journal of applied physics*, 67(11) :6998–7005, 1990.

[107] Jérôme Faist and F-K Reinhart. Phase modulation in GaAs/AlGaAs double heterostructures. II. experiment. *Journal of Applied Physics*, 67(11) :7006–7012, 1990.

[108] Bassem Arar, Max Schiemangk, Hans Wenzel, Olaf Brox, Andreas Wicht, Achim Peters, and Günther Tränkle. Method for in-depth characterization of electro-optic phase modulators. *Applied optics*, 56(4) :1246–1252, 2017.

[109] Henry Mathieu and Hervé Fanet. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, volume 5. Dunod Paris, 2001.

[110] R Smaali, T Taliercio, and E Centeno. Photo-generated metasurfaces for resonant and high modulation of Terahertz signals. *Optics letters*, 41(16) :3900–3903, 2016.

[111] JR Hauser. Avalanche breakdown voltages for III-V semiconductors. *Applied Physics Letters*, 33(4) :351–353, 1978.

[112] Sujatha Sridaran, Ashonita Chavan, and Partha S Dutta. Fabrication and passivation of GaSb photodiodes. *Journal of crystal growth*, 310(7-9) :1590–1594, 2008.

[113] Y-F Wu, BP Keller, S Keller, D Kapolnek, P Kozodoy, SP Denbaars, and UK Mishra. Very high breakdown voltage and large transconductance realized on gan heterojunction field effect transistors. *Applied physics letters*, 69(10) :1438–1440, 1996.

[114] Hisashi Yoshikawa and Sadao Adachi. Optical constants of ZnO. *Japanese Journal of Applied Physics*, 36(10R) :6237, 1997.

[115] Aymeric Delteil, Angela Vasanelli, Yanko Todorov, Bruno Paulillo, Giorgio Biasiol, Lucia Sorba, and Carlo Sirtori. Gate controlled coupling of intersubband plasmons. *Applied Physics Letters*, 102(3) :031102, 2013.

[116] Raktim Sarma, Salvatore Campione, Michael Goldflam, Joshua Shank, Jinhyun Noh, Loan T Le, Michael D Lange, Peide D Ye, Joel Wendt, Isaac Ruiz, et al. A metasurface optical modulator using voltage-controlled population of quantum well states. *Applied Physics Letters*, 113(20) :201101, 2018.

[117] Raktim Sarma, Salvatore Campione, Michael Goldflam, Joshua Shank, Jinhyun Noh, Sean Smith, Peide D Ye, Michael Sinclair, John Klem, Joel Wendt, et al. Low dissipation spectral filtering using a field-effect tunable III–V hybrid metasurface. *Applied Physics Letters*, 113(6) :061108, 2018.

[118] Clément Tardieu, Grégory Vincent, Riad Haïdar, and Stéphane Collin. Infrared spectroscopy of molecules with nanorod arrays : a numerical study. *Optics letters*, 41(8) :1744–1747, 2016.

[119] Franziska B Barho, Fernando Gonzalez-Posada, Maria-Jose Milla, Mario Bomers, Laurent Cerutti, Eric Tournié, and Thierry Taliercio. Highly doped semiconductor plasmonic nanoantenna arrays for polarization selective broadband surface-enhanced infrared absorption spectroscopy of vanillin. *Nanophotonics*, 7(2) :507–516, 2017.

[120] E Giard, I Ribet-Mohamed, J Jaeck, T Viale, R Haïdar, R Taalat, M Delmas, J-B Rodriguez, E Steveler, N Bardou, et al. Quantum efficiency investigations of type-II InAs/GaSb midwave infrared superlattice photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 116(4) :043101, 2014.

[121] Marie Delmas, Jean-Baptiste Rodriguez, Rémi Rossignol, Abigail S Licht, Edouard Giard, Isabelle Ribet-Mohamed, and Philippe Christol. Identification of a limiting mechanism in GaSb-rich superlattice midwave infrared detector. *Journal of Applied Physics*, 119(17) :174503, 2016.

[122] Jean Nghiem, E Giard, M Delmas, JB Rodriguez, Philippe Christol, M Caes, H Martijn, E Costard, and I Ribet-Mohamed. Radiometric characterization of type-II InAs/GaSb superlattice (T2SL) midwave infrared photodetectors and focal plane arrays. In *International Conference on Space Optics ICSO 2016*, volume 10562, page 105623Y. International Society for Optics and Photonics, 2017.

[123] Inès Massiot, Clément Colin, Christophe Sauvan, Philippe Lalanne, Pere Roca i Cabarrocas, Jean-Luc Pelouard, and Stéphane Collin. Multi-resonant absorption in ultra-thin Silicon solar cells with metallic nanowires. *Optics Express*, 21(103) :A372–A381, 2013.

[124] S Benagli, D Borrello, E Vallat-Sauvain, J Meier, U Kroll, J Hötzel, J Bailat, J Steinhauser, M Marmelo, G Monteduro, et al. High-efficiency amorphous Silicon devices on LPCVD-ZnO TCO prepared in industrial KAI-M R&D reactor. In *24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, pages 21–25, 2009.

[125] Inès Massiot, Nicolas Vandamme, Nathalie Bardou, Christophe Dupuis, Aristide Lemaître, Jean-François Guillemoles, and Stéphane Collin. Metal nanogrid for broadband multiresonant light-harvesting in ultrathin GaAs layers. *Acs Photonics*, 1(9) :878–884, 2014.

[126] Hung-Ling Chen, Andrea Cattoni, Romaric De Lépinau, Alexandre W Walker, Oliver Höhn, David Lackner, Gerald Siefer, Marco Faustini, Nicolas Vandamme, Julie Goffard, et al. A 19.9%-efficient ultrathin solar cell based on a 205-nm-thick GaAs absorber and a silver nanostructured back mirror. *Nature Energy*, 4(9) :761–767, 2019.

[127] Audrey Chu, Charlie Gréboval, Nicolas Goubet, Bertille Martinez, Clément Livache, Junling Qu, Prachi Rastogi, Francesco Andrea Bresciani, Yoann Prado, Stéphan Suffit, et al. Near unity absorption in nanocrystal based short wave infrared photodetectors using guided mode resonators. *ACS photonics*, 6(10) :2553–2561, 2019.

[128] Hideki T Miyazaki, Takaaki Mano, Takeshi Kasaya, Hirotaka Osato, Kazuhiro Watanabe, Yoshimasa Sugimoto, Takuya Kawazu, Yukinaga Arai, Akitsu Shigetou, Tetsuyuki Ochiai, et al. Synchronously wired infrared antennas for resonant single-quantum-well photodetection up to room temperature. *Nature communications*, 11(1) :1–10, 2020.

[129] J Le Perchec, Y Desieres, and R Espiau de Lamaestre. Plasmon-based photosensors comprising a very thin semiconducting region. *Applied Physics Letters*, 94(18) :181104, 2009.

[130] I Vurgaftman, CL Canedy, CD Merritt, CS Kim, WW Bewley, M Kim, MV Warren, S Tomasulo, EM Jackson, JA Nolde, et al. Resonant-cavity infrared detectors with high quantum efficiency and very thin absorbers at 4.0 microns. In *Infrared Technology and Applications XLV*, volume 11002, page 110020D. International Society for Optics and Photonics, 2019.

[131] Alireza Kazemi, Qingyuan Shu, Vinita Dahiya, Zahra Taghipour, Pablo Paradis, Christopher Ball, Theodore J Ronningen, Stefan Zollner, Steve M Young, Jordan Budhu, et al. Subwavelength antimonide infrared detector coupled with dielectric resonator antenna. In *Infrared Technology and Applications XLV*, volume 11002, page 1100221. International Society for Optics and Photonics, 2019.

[132] Daniele Palaferri, Yanko Todorov, Azzurra Bigioli, Alireza Mottaghizadeh, Djamal Gacemi, Allegra Calabrese, Angela Vasanelli, Lianhe Li, A Giles Davies, Edmund H Linfield, et al. Room-temperature nine-μm-wavelength photodetectors and GHz-frequency heterodyne receivers. *Nature*, 556(7699) :85–88, 2018.

[133] Leo Esaki and Ray Tsu. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. *IBM Journal of Research and Development*, 14(1) :61–65, 1970.

[134] C Cervera, R Chaghi, JB Rodriguez, P Christol, Place Eugène Bataillon, Isabelle Ribet-Mohamed, and Chemin de la Hunière. *Le photodétecteur à super-réseau InAs/GaSb pour Imagerie Infrarouge*. PhD thesis, Thèse de doctorat, Université de Montpellier II.(Ref. citée pages 39, 40 et 41.), 2011.

[135] Edouard Giard. *Caractérisation et optimisation de la filière des détecteurs infrarouge à superréseau InAs/GaSb*. PhD thesis, 2015.

[136] Nutan Gautam, Stephen Myers, Ajit V Barve, Brianna Klein, EP Smith, Dave Rhiger, Elena Plis, Maya N Kutty, Nathan Henry, Ted Schuler-Sandy, et al. Band engineered hot midwave infrared detectors based on type-II InAs/GaSb strained layer superlattices. *Infrared Physics & Technology*, 59 :72–77, 2013.

[137] S Abdollahi Pour, EK-w Huang, G Chen, Abbas Haddadi, B-M Nguyen, and Manijeh Razeghi. High operating temperature midwave infrared photodiodes and focal plane arrays based on type-II InAs/GaSb superlattices. *Applied Physics Letters*, 98(14) :143501, 2011.

[138] Philip Klipstein, Olga Klin, Steve Grossman, Noam Snapi, Barak Yaakobovitz, Maya Brumer, Inna Lukomsky, Daniel Aronov, Michael Yassen, Boris Yofis, et al. Xbn barrier detectors for high operating temperatures. In *Quantum Sensing and Nanophotonic Devices VII*, volume 7608, page 76081V. International Society for Optics and Photonics, 2010.

[139] Yajun Wei, Aaron Gin, Manijeh Razeghi, and Gail J Brown. Type II InAs/GaSb superlattice photovoltaic detectors with cutoff wavelength approaching 32 μm. *Applied Physics Letters*, 81(19) :3675–3677, 2002.

[140] DL Smith and C Mailhiot. Proposal for strained type II superlattice infrared detectors. *Journal of Applied Physics*, 62(6) :2545–2548, 1987.

[141] MJ Yang and BR Bennett. InAs/GaSb infrared photovoltaic detector at 77 K. *Electronics Letters*, 30(20) :1710–1711, 1994.

[142] JL Johnson, LA Samoska, AC Gossard, JL Merz, MD Jack, GR Chapman, BA Baumgratz, K Kosai, and SM Johnson. Electrical and optical properties of infrared photodiodes using the InAs/Ga1-xInxSb superlattice in heterojunctions with GaSb. *Journal of applied physics*, 80(2) :1116–1127, 1996.

[143] M Walther, J Schmitz, R Rehm, S Kopta, F Fuchs, J Fleißner, W Cabanski, and J Ziegler. Growth of InAs/GaSb short-period superlattices for high-resolution mid-wavelength infrared focal plane array detectors. *Journal of Crystal growth*, 278(1-4) :156–161, 2005.

[144] Jean-Baptiste Rodriguez. *Superréseaux InAs/GaSb réalisés par épitaxie par jets moléculaires pour photodétection à 300 K dans le moyen-infrarouge*. PhD thesis, 2005.

[145] Jean-Baptiste Rodriguez, Cyril Cervera, and Philippe Christol. A type-II superlattice period with a modified InAs to GaSb thickness ratio for midwavelength infrared photodiode performance improvement. *Applied Physics Letters*, 97(25) :251113, 2010.

[146] Binh-Minh Nguyen, Darin Hoffman, Yajun Wei, Pierre-Yves Delaunay, Andrew Hood, and Manijeh Razeghi. Very high quantum efficiency in type-II InAs/ GaSb superlattice photodiode with cutoff of 12 μm. *Applied Physics Letters*, 90(23) :231108, 2007.

[147] Paritosh Manurkar, Shaban Ramezani-Darvish, Binh-Minh Nguyen, Manijeh Razeghi, and John Hubbs. High performance long wavelength infrared mega-pixel focal plane array based on type-II superlattices. *Applied Physics Letters*, 97(19) :193505, 2010.

[148] SD Gunapala, DZ Ting, CJ Hill, J Nguyen, A Soibel, SB Rafol, SA Keo, JM Mumolo, MC Lee, JK Liu, et al. Large area III–V infrared focal planes. *Infrared Physics & Technology*, 54(3) :155–163, 2011.

[149] E Steveler, M Verdun, B Portier, P Chevalier, C Dupuis, N Bardou, J-B Rodriguez, R Haïdar, F Pardo, and J-L Pelouard. Optical index measurement of InAs/GaSb type-II superlattice for Mid-infrared photodetection at cryogenic temperatures. *Applied Physics Letters*, 105(14) :141103, 2014.

Acronymes

ENZ	*Epsilon-Near-Zero*
FDTD	*Finite Difference Time Domain*, méthode de simulation numérique
FEM	*Finite Elements Method*, méthode de simulation numérique
FTIR	*Fourier Transform Infrared Spectrometer*, spectromètre à transformée de Fourier
GMR	*Guided-Mode Resonance*, résonance de mode guidé
IES	Institut d'Électronique et des Systèmes
IR	InfraRouge
LMH	Largeur à Mi-Hauteur
LWIR	*Long-Wave InfraRed*, infrarouge lointain
MEB	Microscopie Électronique à Balayage
MWIR	*Mid-Wave InfraRed*, moyen infrarouge
ONERA	Office Nationale d'Études et de Recherches Aérospatiales
PIN	Dopé P - Intrinsèque - Dopé N
RCWA	*Rigourously Coupled Wave Analisys*, méthode de simulation numérique
QWIP	*Quantum Well Infrared Photodetector*, photodétecteur à puit quantique pour l'infrarouge
SWIR	*Short-Wave InfraRed*, proche infrarouge
T2SL	*Type-II SuperLattice*, super-réseau de type II
TE	polarisation Transverse Électrique (champ E parallèle aux barreaux)
TM	polarisation Transverse Magnétique (champ H parallèle aux barreaux)
ZCE	Zone de Charges d'Espace

Résumé

Le contexte de ma thèse se situe dans le cadre de l'imagerie multispectrale infrarouge (IR) et traite notamment de la plasmonique, domaine de l'optique électromagnétique dont le but est d'étudier et d'exploiter des ondes de surface existant à l'interface entre un métal et un diélectrique. On cherche à miniaturiser des fonctions optiques grâce aux nanotechnologies et plus précisément à réaliser du filtrage spectral IR au niveau du pixel de détection en intégrant un nano-résonateur. Usuellement, on utilise des diélectriques et des métaux mais l'intégration est complexe. J'explore le potentiel offert par les semi-conducteurs fortement dopés pour remplacer les métaux, ce qui pourrait permettre une meilleure intégration aux procédés technologiques de fabrication de photodétecteur ou d'émetteur. J'utilise des semi-conducteurs III-V, compatibles avec la croissance épitaxiale du super-réseau de type 2 (T2SL) des photodétecteurs infrarouge à ondes longues (LWIR). De plus, travailler avec un semi-conducteur fortement dopé offre la possibilité de modifier la fréquence de résonance en ajustant la densité de porteurs libres par action d'une différence de potentiel.

J'étudie des architectures de composants "GMR" (*Guided-mode resonance*), usuellement formées d'un guide d'onde en diélectrique, siège de la résonance, et d'un réseau en diélectrique ou en métal permettant le couplage entre l'onde incidente ou transmise et le mode guidé grâce aux ordres ± 1 diffractés par le réseau dans la couche mince. La tendance actuelle est d'intégrer ces composants directement au niveau du pixel de détection mais au prix de nombreuses étapes de fabrication. J'étudie la possibilité d'utiliser exclusivement des semi-conducteurs pour simplifier le procédé de fabrication et permettre une intégration monolithique du filtre au détecteur. Le guide d'onde est constitué d'un semi-conducteur intrinsèque et le réseau en semi-conducteur fortement dopé. La gamme spectrale d'intérêt se situe dans l'infrarouge lointain (8 μm - 14 μm).

Dans un premier temps, les démonstrations théorique et expérimentale d'un filtre spectral nanostructuré tout semi-conducteur pour l'infrarouge fondé sur la résonance de mode guidé ont été effectuées. J'ai dimensionné puis fabriqué un échantillon dont la première étape consiste en le dépôt par épitaxie d'une couche de GaSb et d'une couche de InAsSb fortement dopé sur un substrat en GaAs avant une étape de photolithographie pour définir le masque de la gravure ionique réactive afin d'obtenir le réseau de diffraction. Un travail expérimental a ensuite permis de caractériser le composant (mesure sous incidence normale, étude angulaire, mesure à basse température) avec notamment la réalisation d'un banc de caractérisation angulaire.

En parallèle, j'ai étudié un empilement approprié de matériaux dopés permettant, par application d'une tension électrique, de déplacer les électrons libres issus du dopage dans le réseau et le guide, ce qui modifie alors localement l'indice de réfraction et donc directement les conditions de guidage de la lumière par variation de phase. Différentes approches ont été présentées pour tenter d'ajuster la longueur d'onde de résonance du filtre spectral : accumulation et déplétion des charges dans le réseau de diffraction, insertion d'une jonction P-N dans le guide d'onde.

Enfin, une première brique pour l'intégration d'un T2SL dans un nano-résonateur optique pour réaliser un photodétecteur nanostructuré tout semi-conducteur a été étudiée. J'ai proposé la conception théorique de plusieurs nano-résonateurs intégrant un photodétecteur de type T2SL (filière InAs/GaSb). J'ai conçu trois architectures aux propriétés spectrales distinctes et qui diffèrent notamment par l'épaisseur de la couche de T2SL.

Abstract

The context of my thesis deals with infrared (IR) multispectral imaging and in particular with plasmonics, a field of electromagnetic optics whose the aim is to study and exploit surface waves existing at the interface between a metal and a dielectric. We seek to miniaturize optical functions thanks to nanotechnologies and more precisely to perform IR spectral filtering at the detection pixel level by integrating a nano-resonator. Usually we use dielectrics and metals, but the integration is complex. I am exploring the potential offered by heavily doped semiconductors to replace metals, which could allow better integration into technological processes for fabricate a photodetector or emitter. I use III-V semiconductors, compatible with the epitaxial growth of type 2 superlattice (T2SL) of long wave infrared photodetectors (LWIR). Furthermore, working with a heavily doped semiconductor offers the possibility of modifying the resonance frequency by adjusting the density of free carriers by the action of a potential difference.

I study architectures of "GMR" components (Guided-Mode Resonance), usually formed by a waveguide in dielectric, where occurs the resonance, and a grating in dielectric or metal allowing the coupling between the incident or transmitted wave and the guided mode thanks to the ± 1 orders diffracted by the grating in the thin layer. The current trend is to integrate these components directly at the level of the detection pixel but at the cost of numerous fabrication steps. I am studying the possibility of using exclusively semiconductors to simplify the fabrication process and allow monolithic integration of the filter into the detector. The waveguide consists of an intrinsic semiconductor and the grating of heavily doped semiconductor. The spectral range of interest is in the far infrared (8 μm - 14 μm).

First, theoretical and experimental demonstrations of an all-semiconductor nano-structured spectral filter for infrared based on guided-mode resonance were carried out. I dimensioned and then fabricated a sample where the first step consists in depositing by epitaxy a layer of GaSb and a layer of highly doped InAsSb on a GaAs substrate before a photolithography step to define the mask of the etching reactive ionic etching in order to obtain the diffraction grating. An experimental work then made it possible to characterize the component (measurement under normal incidence, angular study, measurement at low temperature) with in particular the realization of an angular characterization setup.

In parallel, I studied an appropriate stack of doped materials allowing, by applying an electrical voltage, to move the free electrons from doping in the grating and the guide, which then locally modifies the refractive index and therefore directly the conditions for guiding the light by phase variation. Different approaches have been presented in an attempt to adjust the resonance wavelength of the spectral filter : accumulation and depletion of charges in the diffraction grating, insertion of a PN junction in the waveguide.

Finally, a first brick for the integration of a T2SL in an optical nano-resonator to make an all-semiconductor nano-structured photodetector was studied. I proposed the theoretical design of several nano-resonators integrating a T2SL type photodetector (InAs/GaSb). I designed three architectures with distinct spectral properties, which differ in particular in the thickness of the T2SL layer.