



**HAL**  
open science

# Étude et réalisation de photodétecteurs nanostructurés pour l'infrarouge

Clément Gureghian

► **To cite this version:**

Clément Gureghian. Étude et réalisation de photodétecteurs nanostructurés pour l'infrarouge. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2024. Français. NNT : 2024UPASP029 . tel-04626387

**HAL Id: tel-04626387**

**<https://theses.hal.science/tel-04626387v1>**

Submitted on 26 Jun 2024

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

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

# Étude et réalisation de photodétecteurs nanostructurés pour l'infrarouge

*Design and study of nanostructured photodetectors for  
the long wave infrared*

## Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572, ondes et matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

Graduate School : Physique. Référent : Faculté des Sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Optique et techniques associées**

(Université Paris-Saclay, ONERA),

sous la direction d'**Isabelle RIBET**, Directrice de recherche,

la co-direction de **Thierry TALIERCIO**, Professeur,

le co-encadrement de **Grégory VINCENT**, Ingénieur de recherche

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 27 mai 2024, par

**Clément GUREGHIAN**

### Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

**Yvan SORTAIS**

Professeur, Université Paris-Saclay,  
Institut d'Optique Graduate School, Laboratoire Charles  
Fabry

Président

**Anne-Laure FEHREMBACH**

Maîtresse de conférences (HDR), Aix-Marseille Université,  
Institut Fresnel

Rapporteur & Examinatrice

**Judikaël LE ROUZO**

Professeur, Aix-Marseille Université, IM2NP

Rapporteur & Examineur

**Marie DELMAS**

Ingénieure de recherche, IRnova AB

Examinatrice

**Jean-luc REVERCHON**

Ingénieur, Thales III-V Lab

Examineur

**Titre :** Étude et réalisation de photodétecteurs nanostructurés pour l'infrarouge

**Mots clés :** Bande III; nanostructures; photodétection

**Résumé :** Les travaux de recherche présentés dans cette thèse s'inscrivent dans les efforts de veille technologique menés à l'ONERA sur l'amélioration des performances des photodétecteurs infrarouges. Depuis ses débuts, la filière super-réseau a vu sa maturité technologique évoluer passant du statut de filière à l'étude dans les laboratoires de recherche à celui de filière technologiquement mature remportant des contrats industriels. Ses avantages en termes d'opérabilité pour les détecteurs matriciels, son absorption décente menant à des bons rendements et son courant d'obscurité relativement faible lui ont permis de faire concurrence aux autres technologies en place. Cependant malgré ses promesses initiales de limitations inférieures dues au matériau, elle reste généralement moins performante dans le LWIR que sa concurrente principale, la filière HgCdTe, pour le courant d'obscurité et le rendement quantique externe. Or, le courant d'obscurité est l'un des enjeux majeurs de la photodétection infrarouge puisqu'il impose un refroidissement à des températures cryogéniques du détecteur. Ces détecteurs nécessitent donc l'utilisation de machines à froid d'autant plus volumineuses, lourdes et consommatrices d'énergie que la température de fonctionnement à atteindre est basse. Plusieurs solutions technologiques sont donc à l'étude pour l'abaissement du courant d'obscurité permettant ainsi l'augmentation des températures de fonctionnement à performances égales. La réduction de l'épaisseur du détecteur (traditionnellement de plusieurs micromètres) est l'une de ces solutions. La chute d'absorption qui en est la conséquence peut être compensée par l'intégration de celui-ci dans une structure piégeant la lumière aux longueurs d'ondes de détection. Conventionnellement réalisées en métal, le dépôt de ces structures complexifie la fabrication de tels détecteurs. Cependant, de telles structures peuvent aussi être réalisées en semi-conducteurs fortement dopés, offrant une

meilleure flexibilité et une meilleure compatibilité avec les technologies de croissance des détecteurs.

Dans ce manuscrit, nous présentons la conception et la caractérisation de trois structures résonantes en tout semi-conducteur intégrant un détecteur : l'une reposant sur une cavité Fabry-Perot intégrant un détecteur de 550 nm; deux structures multirésonantes l'une fine de 300 nm, l'autre de 1,6  $\mu\text{m}$ , intégrant le détecteur entre un réseau supérieur et un miroir arrière. La structure Fabry-Perot (C2032-FP) a pu être caractérisée optiquement comme électro-optiquement aux côtés d'un échantillon de référence (C2000-REF) proposant le même détecteur sans cavité résonante. Les mesures optiques ont permis de montrer l'apparition de la résonance. Les caractérisations électro-optiques ont révélé une évolution du courant d'obscurité avec la température avantageuse comparée à la littérature ainsi qu'un gain d'au moins un facteur deux en rendement quantique externe par rapport à la structure de référence. Ceci est cohérent avec la valeur trouvée dans la littérature pour une structure de ce type résonant à 10  $\mu\text{m}$  (facteur 2,7). Les deux structures multirésonantes ont été caractérisées optiquement. Ces mesures ont mis en évidence que la dépendance de la gravure à la direction cristalline ainsi que la présence résiduelle d'un fond de gravure pouvaient fortement influencer le spectre d'absorption final des structures. Elles ont cependant prouvé que l'utilisation de telles structures peut mener à la réalisation de structures à large bande d'absorption, polarisante ou non. Enfin une étude théorique a été menée afin d'évaluer la faisabilité de structures accordables, intégrant des puits quantiques en plus du détecteur et reposant sur l'effet Stark. Ces efforts de simulation nous ont permis de proposer deux structures, l'une reposant sur une résonance de mode guidé, l'autre plasmonique, qui pourraient permettre un accord spectral électrique du détecteur.

**Title :** Design and study of nanostructured photodetectors for the long wave infrared

**Keywords :** LWIR; nanostructures; photodetection

**Abstract :**

The research work presented in this manuscript is part of the technological monitoring efforts led at the ONERA on the increase of performances of infrared photodetectors. Technological readiness of Super-lattice based detectors has evolved from lab-only research topic to mature technology capable of being awarded contracts. Its operability for focal-plane array detectors, its high absorption leading to good quantum efficiency and its low dark current are some of the advantages that make this technology a good competitor to the other technologies available for infrared detection. However, contrary to its theoretical material superiority, this technology generally stays behind MCT based detectors in terms of dark current and external quantum efficiencies. Dark current is one of the key challenges for infrared photodetection since it limits the use of the device to cryogenic temperatures. Such device therefore requires the use of a cryocooler. This goes against the size, weight and power requirements and these tend to be bigger, heavier, and to consume more energy the lower the temperature required for the detector is. Different solutions are currently studied in order to reduce the dark current of detectors and increase their operating temperature with the same performance. Reducing the thickness of the detector, which is generally of a few microns, is such a solution. The important decrease in absorption can be mitigated by the use of resonant structures in which the detector is integrated. Such light-trapping structures are often made out of metal and increase the complexity of the manufacturing process. However, these structures can be made out of heavily doped semiconductors that are more compatible with the epitaxy of the detectors.

In this manuscript, we present the design and characterization of three all-semiconductor devices including a detector : one including a 550 nanometer-thick detector in a Fabry-Perot resonator and two multiresonant structures, one based on a 300 nanometer-thick detector, the second one based on a 1.6 micron-thick detector, in which the detector is placed between a grating and a mirror. The Fabry-Perot sample (C2032-FP) has been characterized both optically and electro-optically. Its results are compared to those of a reference sample (C2000-REF) including the same detector without a resonant cavity. Optical characterization showed the resonance. Electro-optical characterization showed an advantageous evolution of dark current with respect to temperature compared to literature. It also showed a twofold increase of the external quantum efficiency at the resonance compared to the reference structure, coherent with the 2.7 factor increase available in the literature for Fabry-Perot resonator. Optical characterization of the multiresonant structures showed the dependence of the etching process to the crystalline direction and that the insufficient etching was detrimental to the final absorption spectra. It proved the suitability of such a structure for wide band absorption, either polarization sensitive or not. Finally, we proposed a theoretical study of quantum well-based structures to achieve electrical tunability of the reflected or transmitted spectrum through quantum confined Stark effect. These simulations led us to propose two structures : one based on guided mode resonance and the other based on plasmonic resonance. Design of a device allowing tunability of the detector could be based on these structures



## Remerciements

En cas de réussite comme en cas d'échec, il est un facteur que l'on a trop souvent tendance à minimiser : c'est celui de la chance. Je ne saurais dire si la thèse est une tâche difficile ou simple. Je dirai simplement que lorsque l'on est bien entouré, tout semble plus facile et j'ai eu cette chance. Envers vous toutes et tous, je suis énormément reconnaissant.

Je tiens d'abord à remercier les membres de mon jury pour l'intérêt qu'ils ont pu porter à mon travail, leur temps et les échanges que nous avons pu avoir à l'issue de ma présentation. Je remercie Yvan Sortais d'avoir accepté de présider cette soutenance, Anne-Laure Ferhembach et Judikaël Le Rouzo pour leur travail de rapporteurs sur mon manuscrit ainsi que Marie Delmas et Jean-luc Reverchon pour leur travail en tant qu'examineurs. Merci encore pour le temps que vous avez pu me consacrer et l'intérêt dont vous avez fait preuve lors de nos échanges.

Je voudrais souligner ma gratitude envers mon équipe d'encadrement de thèse. Sans vous, bien-sûr, rien de cela n'aurait été possible mais ce pour quoi je tiens à vous remercier est la bienveillance dont vous avez fait preuve à mon égard. Isabelle, ta gentillesse, les efforts de pédagogie dont tu fais preuve lors de tes explications et les petites attentions que tu as (les commentaires en vert et pas en rouge!) sont autant de preuves de l'importance que tu attaches à l'humain. J'ai rarement entendu autant de bien sur quelqu'un par ses anciens élèves et c'est bien la preuve que beaucoup de gens ont remarqué cette attitude chez toi. J'ai peu de doute sur le fait que tu poursuivis dans cette voie et je m'en réjouis pour toutes celles et ceux qui auront la chance de te croiser. Thierry, merci énormément pour ton investissement dans l'encadrement de cette thèse. Malgré la distance et nos échanges parfois espacés tu as su maintenir un contact naturel entre nous. Tes explications et tes retours jusqu'au bout du projet m'ont permis de mettre les derniers coups de polissages nécessaires sur ma présentation et ta bonne humeur a rendu nos échanges sympathiques. Grégory, merci pour tout. Nos échanges au jour le jour, nos discussions économique-politico-philosophiques, tes discours à la fois rassurants et responsabilisants en fonctions des besoins du moment... J'ai l'impression d'avoir vraiment grandi sous ton encadrement, scientifiquement bien-sûr mais aussi humainement. Je te l'ai déjà dit à l'issue de ma soutenance mais je le souligne à nouveau, tu es pour moi un exemple; de bienveillance, d'approche rationnelle des problématiques et de tant d'autres points. Si j'ai un jour la chance d'encadrer à mon tour, j'espère arriver à créer une atmosphère aussi propice à l'épanouissement. Merci énormément à tous les trois, j'espère que nos chemins se recroiseront très bientôt.

Je tiens ensuite à remercier toutes l'équipe CIO avec qui j'ai eu le plaisir de passer ces trois années, du bâtiment J3 comme du D1. Merci à vous pour tous nos échanges, toutes nos discussions, sur tout et surtout sur n'importe quoi. Merci vraiment pour cette ambiance, si bienveillante, à laquelle chacune et chacun participe. Merci à toi, Julien, pour le rôle que tu assures pour l'équipe. Comme l'avait si bien formulé un jeune philosophe "Le CIO se porte bien sous ton aile." ça ne fait aucun doute. Merci Patrick pour tous ces échanges, de vannes aussi mais pas que, je ne connais pas meilleur pince-sans-rire que toi. Merci Baptiste pour toutes les découvertes culinaires, de séries ou bien les jeux de société que

tu as pu nous apporter. Finalement, nous n'aurons jamais pris le temps de les torrifier ces grains de cafés... Mais cela fait maintenant partie des expériences sur ma liste! Un grand merci à tous les permanents du D1 que j'ai pu rencontrer : Michel et Marc pour votre gentillesse, les cours de boxe française et les bêtises qu'on a pu échanger ; Marcel et Sylvain pour les blagues à deux balles et toutes ces fois où vous m'avez tendu la main pour une explication ou une tentative de débogage de manip' ; Sylvie, la Pierre Soulage de l'équipe pour ta sympathie et tes précieux retours sur l'interprétation des résultats de mesures ; Sophie pour ta bonne humeur et tes conseils sur la modélisation ; et bien-sûr tous les autres permanents avec qui j'ai eu la chance d'échanger : Edouard, Gilles, Cindy, Jérôme et tant d'autres.

Merci à tous les doctorants, post-doc et stagiaires avec qui j'ai eu le plaisir de partager un bout de chemin (attention on attaque un gros morceau là!). Je vais essayer de faire du chronologique, comme ça pas de jalousie. Merci à Clément Maës mon prédécesseur pour ta bonne humeur et ton aura de détente. Merci, aussi pour ces noms de dossier douteux laissés sur mon bureau et ce PC qui hurle "GUINGAMP!" à chaque mail que je reçois, j'ai emporté ce fichier audio en partant et le réutiliserai. Tu avais raison en me disant dès le début à quel point l'équipe est cool. Merci à toi Clément Verlhac pour nos discussions scientifiques, philosophiques, sur la foi (au sens large) et nos séances de grimp'. Ton humanité et ta bienveillance sont admirables et je me réjouis à l'idée qu'on se recroise tous très vite autours de toi! Merci Léna pour nos discussions sur TPS, l'ONERA, le C2N, pour nos séances et nos weekend grimp'. Je vais prendre un peu de matos pour les prochains! Merci Alice pour ta bonne humeur, ta bienveillance et ton rôle dans la famille des doctorants. Je n'osais pas le formuler comme ça mais Thomas avait raison, tu as été un peu une maman pour nous tous... Merci à toi Maxence pour nos échanges effrénés de memes et nos jeux de mots stupides. T'es un chic type. Même si t'es un weeb et que ça me dégoûte un peu :/. Merci à toi Denis pour ta gentillesse et ton humanité. Je pense que tu fais partie des gens qui participent à créer une atmosphère bienveillante dans une équipe et j'ai aucun doute sur le fait que tu fais un super maître de conf! Merci à toi Arthur pour nos échanges sur des sujets techniques ou non, pour refaire le monde ou non. Je regrette de ne jamais être venu visiter ton nouveau labo mais qui sait, c'est peut-être un plaisir gardé pour une prochaine fois! Merci Eslam pour ton accueil, avec l'Attrape-cœurs et un paquet de MnM's qui m'attendaient sur le bureau à mon arrivé en tant que stagiaire. Ce livre est arrivé à un bon moment pour moi et je tiens à vraiment t'en remercier. Notre première rencontre à déclamer l'invitation au voyage m'a aussi beaucoup marqué. J'ai ensuite pas mal profité de ta bibliothèque pour tenter de combler mes lacunes littéraires avec Camus, Duras ou d'autres mais je dois tout particulièrement te remercier pour *Les chemins de la liberté* et *La mort heureuse*. Merci énormément à Micke pour ces années de co-bureau. Tu as de super goûts musicaux (je dis ça totalement objectivement bien-sûr) et tu sais vraiment apporter du fun à l'endroit et au moment où c'est nécessaire. Je sais que ta formation brevet est finie mais si tu as besoin d'une ou deux adresses sur Strasbourg n'hésite pas! J'ai aucun doute sur le fait que tout va très bien se passer pour ta prochaine étape de vie et j'espère qu'on pourra se revoir pour se tenir aux nouvelles très bientôt! Merci à toi Cyprien pour ta bonne humeur, tes espoirs et ces grandes discussions, à Torremolinos entre autre mais pas que. J'ai aucun doute que tu fais un super papa et que cette foi en l'avenir est l'un de tes super atouts pour cela! Merci à Tomasz, doctorant de la même génération, moniteur de boxe anglaise et ambianqueur de toutes occasions. Au plaisir de te revoir pour

un futur Brüderschaft. Merci énormément à toi Laura pour les grande discussions (plutôt politiques on va pas se mentir) et pour tous ces moments de bonne humeur ou de spleen en commun. On se sent moins bête à pousser son caillou quand quelqu'un d'autre le fait à côté et nos moments de craquage simultanés à raconter tout et n'importe quoi ont été de vrais moment de décompression. Merci pour tout ça. J'en viens à toi Thomas. Merci. Merci énormément, un premier stagiaire, à la fois sympa, curieux et intéressé par tout et accessoirement fan de Linkin Park; je n'aurais pas pu rêver mieux. Comme tu l'as dit on est tous les deux à 9,5 microns et même si c'est dommage qu'on ne se soit pas plus connu en école, je suis super heureux d'avoir eu la chance de te rencontrer après. Tu n'imagines pas à quel point j'ai été fier que tu veuilles poursuivre en thèse. Tu vois que tu avais largement les épaules pour! Courage pour la période qui va venir, accroche-toi, laisse-toi souffler de temps en temps et n'hésite si tu as besoin de soutien. Bon je m'arrête là sinon les autres vont être jaloux. Merci beaucoup à toi Cécile pour ta gentillesse et ta façon de te réjouir. J'ai passé de super moments à San Francisco avec Thomas, Laura et toi et ta bonne humeur n'y est pas pour rien! Bon courage à toi aussi pour la rédaction, je ne doute pas que tu y arriveras haut la main! Merci aussi à Benoît et Jules, vous êtes les deux joyeux lurons de l'étage et entre vos vidéos de 10 heures de la même chanson et vos blagues sur le goût de la peinture rouge, je crois qu'on peut dire qu'on vous a assez vite adopté dans l'équipe! Merci à toutes celles et tous ceux que je n'ai pas encore cité : Laure, Hugo Pitot-Belin, Philippe, Youssef, Adrien, Andrea, Eva, Ewan, Hugo Blaschyk, Claire, Clothilde, Laura Kess...

Merci aussi aux toca... au *doctorants* du D1 pour ces quelques moments partagés. Je ne vous citerai pas un à un ici mais merci à vous, vraiment. C'est top que l'on puisse avoir une telle ambiance entre les doctorants, malgré notre différence (insurmontable) de bâtiment. Je terminerai quand même sur une ultime provocation en citant le philosophe : "Y'a pas à dire, le J3 est et restera le meilleur bâtiment." (Rousseaux in *Mémoire de stage de Master 2*) mais on vous aime quand même!

Je veux bien-sûr remercier mes amis ; celles et ceux qui, sur un plan plus personnel, m'ont offert leur soutien, leurs rires, leur compagnie, leurs pensées; que cela ait été pendant un temps seulement durant ma thèse ou bien tout du long. Je pense à : Maxime, Erwan et Emmy, Nicolas, Nell et Grégoire, Camille et Jules, Mariline, Zegui, Vincent Larreur, Alexis et Tzuyu, Amir, Louise, Charles, Anthony, Rayane et tous les copains... Vous avez été des bouffées d'oxygène, un peu de poésie attrapée au vol et je vous en remercie.

J'ajouterais aussi une ligne pour certains professeurs que j'ai eu la chance de croiser, de l'école primaire à l'école d'ingénieur et qui ont su m'aiguiller, me passionner, me rassurer ou me secouer quand j'en ai eu besoin.

Merci enfin à ma famille, merci pour votre soutien, vos inquiétudes en même temps que les miennes, vos conseils et vos paroles rassurantes. Je le formulerai comme cela : je l'ai fait pour moi mais j'espère vous avoir rendu un peu fiers au passage.

Encore une fois, j'ai eu l'incroyable chance d'être bien entouré. Merci pour tout.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>13</b>
<b>1 État de l'art de la photodétection infrarouge</b>	<b>17</b>
1.1 Motivations et historique de la détection infrarouge . . . . .	17
1.1.1 Physique et intérêt du rayonnement infrarouge . . . . .	17
1.1.2 Fonctionnement des détecteurs infrarouges . . . . .	20
1.1.3 Le problème du courant d'obscurité . . . . .	26
1.1.4 Origines du courant d'obscurité . . . . .	28
1.2 Vers de nouveaux détecteurs . . . . .	32
1.2.1 La réduction du courant d'obscurité . . . . .	32
1.2.2 Les détecteurs nanostructurés . . . . .	35
1.3 Conclusion de chapitre . . . . .	38
<b>2 Propositions de composants nanostructurés en tout semiconducteurs</b>	<b>39</b>
2.1 Choix et modèle des matériaux . . . . .	40
2.1.1 Le détecteur super-réseau InAs/GaSb . . . . .	40
2.1.2 Le semiconducteur fortement dopé . . . . .	40
2.1.3 Le GaSb . . . . .	41
2.2 Architectures retenues . . . . .	42
2.2.1 Structure Fabry-Perot . . . . .	42
2.2.2 Structure multi-résonante épaisse . . . . .	46
2.2.3 Structure multi-résonante Fine . . . . .	50
<b>3 Étude expérimentale optique et électro-optique de détecteurs fins non structurés</b>	<b>55</b>
3.1 Présentation des échantillons . . . . .	55
3.2 Étude des propriétés optiques . . . . .	59
3.2.1 Banc de caractérisation optique . . . . .	59
3.2.2 Réflectance des photodiodes . . . . .	61
3.3 Étude des performances électro-optiques . . . . .	63
3.3.1 Bancs de caractérisation électro-optiques . . . . .	66
3.3.2 Mesures sur composant de référence . . . . .	76
3.3.3 Mesures sur composant résonant . . . . .	83
3.4 Conclusion des mesures sur les détecteurs fins non nanostructurés . . . . .	97
<b>4 Étude expérimentale optique de composants nanostructurés pour une absorption large bande</b>	<b>99</b>
4.1 Présentation des échantillons . . . . .	99
4.2 Réflectance de l'échantillon C1745 . . . . .	104
4.3 Réflectance de l'échantillon C1753 . . . . .	111

4.4	Conclusion des mesures optiques sur les composants nanostructurés . . . . .	117
<b>5</b>	<b>Vers un accord spectral des détecteurs</b>	<b>119</b>
5.1	Les modulateurs dans la littérature . . . . .	121
5.2	Les structures étudiées . . . . .	125
5.2.1	Modélisation des matériaux . . . . .	125
5.2.2	Structures MIM . . . . .	128
5.2.3	Structure GMR . . . . .	133
5.3	Conclusion des simulations de structures pour l'accordabilité spectrale du détecteur .	136
	<b>Conclusion générale</b>	<b>137</b>
	<b>Annexes</b>	<b>141</b>
	<b>A Diagrammes de dispersion et réponse en angles</b>	<b>141</b>
	<b>B Étapes technologiques réalisées sur les échantillons</b>	<b>142</b>
	<b>C Mesure de photoluminescence sur détecteur super-réseau</b>	<b>143</b>
	<b>D Vieillissement de C2000-REF</b>	<b>144</b>
	<b>E Mesures MEB sur C1753</b>	<b>145</b>
	<b>Références</b>	<b>145</b>

## Acronymes

- EQE** efficacité quantique externe
- FTIR** Fourier Transform Infrared (spectrometer)
- GMR** résonance de mode guidé
- IES** Institut d'Électronique et Systèmes
- ITO** Indium Tin Oxyde
- LWIR** Long Wave Infrared
- MCT** mercury cadmium telluride
- MEB** microscope électronique à balayage
- MIM** métal-insolant-métal
- ML** Monolayer
- MWIR** Mid-Wave Infrared
- ONERA** Office National d'Étude et de Recherche Aéronautique
- QCD** Quantum Cascade Detector
- QWIP** Quantum Well Infrared Photodetector
- RCWA** Rigorous Coupled Wave Analysis
- SRH** Shockley-Read-Hall
- SWIR** Short Wave Infrared
- T<sub>2</sub>SL** Type II Superlattice
- TIA** TransImpedance Amplifier
- ZCE** zone de charge d'espace



## Introduction

Le rayonnement infrarouge a été découvert par William Herschel en 1800, qui l'a mis en évidence à l'aide de simples thermomètres. Depuis, les technologies de détection de ce rayonnement ont grandement évolué avec l'apparition de moyens de détection directs depuis la seconde guerre mondiale. D'abord de simples détecteurs mono-élément photoconducteurs ne permettant l'imagerie qu'au moyen d'un double balayage optomécanique, ils évoluent ensuite vers des barrettes de détecteurs puis des détecteurs matriciels d'éléments photovoltaïques avec les nouvelles découvertes en physique des semi-conducteurs et les avancées technologiques dans le domaine de l'imagerie.

Cette évolution a mené au développement de plusieurs filières technologiques, dont celle des photodétecteurs quantiques. On peut notamment citer dans le domaine de l'infrarouge moyen (3-5  $\mu\text{m}$  pour le MWIR) et lointain (8-14  $\mu\text{m}$  pour le LWIR) les photodétecteurs à base d'alliages d'indium et antimoine (InSb); de mercure, cadmium et tellure aussi appelée HgCdTe ou mercury cadmium telluride (MCT); les photodétecteurs à puits quantiques Quantum Well Infrared Photodetector (QWIP) et Quantum Cascade Detector (QCD); et les photodétecteurs à super-réseau de type II, Type II Superlattice (T2SL) en anglais. Ces filières se partageant le marché présentent chacune des avantages et des inconvénients. Elles diffèrent par leur bande spectrale, leur température de fonctionnement et bien sûr par leurs performances électro-optiques. Celles-ci sont évaluées à travers plusieurs fonctions de mérite. Citons par exemple le courant d'obscurité, qui représente le courant délivré par une photodiode dans l'obscurité. Ce courant d'obscurité est problématique puisqu'il limite la dynamique du détecteur et parce qu'il est associé à un bruit. L'existence du courant d'obscurité oblige à refroidir les détecteurs quantiques, généralement à des températures cryogéniques. Un autre paramètre de première importance est le rendement ou efficacité quantique externe (EQE), qui représente l'efficacité avec laquelle les photons sont convertis en électrons contribuant au courant. Il existe enfin des fonctions de mérite propres aux composants matriciels, comme l'opérabilité (pourcentage de pixels fonctionnels) ou encore la stabilité temporelle (laps de temps pendant lequel la correction dite gain-offset reste valable).

Parmi les filières citées plus haut, certaines ont bénéficié de plusieurs décennies de développement et sont donc très matures technologiquement, notamment MCT et InSb. Elles ne répondent néanmoins pas à l'ensemble des besoins, ce qui justifie une intense recherche dans le domaine des filières émergentes. La filière T2SL est la plus récente, avec des composants commerciaux apparus il y a typiquement 10-15 ans. Elle permet d'adresser les bandes spectrales MWIR et LWIR avec de très bonnes performances électro-optiques (rendement quantique, opérabilité...) mais contrairement à ce que prévoyait la théorie, les températures de fonctionnement restent assez faibles à cause d'un courant d'obscurité important.

Plusieurs stratégies d'abaissement du courant d'obscurité existent pour cette filière telles que l'utilisation de nouveaux matériaux (les T2SL "Gallium-free"), le recours à des structures à barrières ou la réduction d'épaisseur du photodétecteur. Cette dernière stratégie s'accompagne cependant d'une chute de l'absorption du détecteur. Cette chute d'absorption peut être contrebalancée par l'intégration du détecteur dans une structure photonique résonante. La nanophotonique, qui permet le confinement de la lumière dans des volumes sub-longueur d'onde est donc une candidate naturelle pour compenser la baisse d'absorption dans un détecteur d'épaisseur réduite, en intégrant celui-ci dans un nanorésonateur. Généralement métalliques lorsqu'elles mettent en jeu des plasmons de surface, les structures résonantes peuvent être réalisées en semiconducteurs fortement dopés; lesquels offrent une plus grande flexibilité et une meilleure compatibilité avec les technologies de croissance des détecteurs T2SL. L'InAsSb fortement dopé au silicium est l'un des matériaux utilisables à cette fin. Ainsi, dans mon projet de thèse je propose l'intégration de détecteurs fins dans des structures résonantes en semiconducteur fortement dopé comme moyen d'abaissement du courant d'obscurité de photodétecteur à super-réseau, tout en conservant une forte absorption. Ceci, pourrait permettre de hautes températures de fonctionnement à des détecteurs tout en conservant un niveau de rendement quantique externe relativement important.

Ce projet est le fruit d'une collaboration entre l'Institut d'Électronique et Systèmes (IES) de Montpellier et l'équipe Composants et Instruments Optroniques de l'Office National d'Étude et de Recherche Aéronautique (ONERA). Il propose donc d'étudier l'intégration de photodétecteurs fins en super-réseau dans des structures résonantes en semiconducteurs fortement dopés. Cette collaboration repose sur le savoir-faire de l'IES sur les photodétecteurs à super-réseau et leur maîtrise de l'InAsSb fortement dopé au silicium comme matériau pour la nanophotonique ainsi que sur l'expertise de l'ONERA pour la modélisation et la caractérisation de détecteurs dans l'infrarouge lointain. Au cours de ce projet, nous avons de plus étudié la possibilité de rendre de telles structures spectralement accordables par l'utilisation de l'effet Stark dans des empilements de puits quantiques. La réalisation de telles structures résonantes accordables intégrant un détecteur représenterait l'étape suivante de ce projet (ASTRID nanoELASTIR).

Dans le Chapitre 1, ce manuscrit commence par une présentation du contexte de la photodétection infrarouge. La physique de ce rayonnement ainsi que celle des détecteurs y sont brièvement exposés. Le principe de fonctionnement des détecteurs quantiques y est détaillé au côté des mécanismes qui donnent naissance au courant d'obscurité avant de revenir sur différentes stratégies proposées dans la littérature pour l'abaisser. Le chapitre se conclut sur les solutions proposées dans la littérature et celles explorées au cours de ce projet : l'intégration de photodétecteurs fins en super-réseau dans des structures résonantes en semiconducteurs fortement dopés pour la réduction du courant d'obscurité en conservant une absorption élevée.

Le Chapitre 2 présente les trois structures différentes qui ont été retenues à la suite de simulations électromagnétiques. Le chapitre commence par la présentation des modèles de matériaux utilisés. Il présente ensuite, pour chacune des trois structures : les géométries idéales, le spectre d'absorption simulé, la dissipation au sein de la structure à la résonance et la dépendance angulaire simulée de la

structure. Ces résultats de simulations permettent de discuter l'origine des résonances observées et justifient l'intérêt de chacune de ces structures.

Le Chapitre 3 présente les résultats de mesures optiques et électro-optiques sur des échantillons contenant un détecteur super-réseau d'épaisseur réduite intégré ou non dans une structure résonante de type cavité Fabry-Perot. Ce chapitre commence par la présentation des trois échantillons sur lesquels les mesures ont été réalisées. Nous y présentons ensuite le banc de mesures optiques et les résultats de ces mesures, faisant apparaître une résonance pour les échantillons comprenant une cavité Fabry-Perot. Nous exposons ensuite le principe des mesures électro-optiques et les trois configurations du banc de mesures qui permettent de les réaliser. Enfin nous présentons, pour les deux échantillons sur lesquels les mesures électro-optiques ont été réalisées, les résultats de mesure. Pour les deux échantillons nous mesurons le courant d'obscurité à différentes températures de fonctionnement du détecteur, le courant d'obscurité de détecteurs de différentes tailles afin de déterminer la part de courant volumique et surfacique, la réponse spectrale détecteur et son rendement quantique externe. Nous comparons ces mesures aux valeurs disponibles dans la littérature. Enfin, nous concluons sur l'amélioration du rendement observé par l'intégration du détecteur dans la cavité.

Le Chapitre 4 présente les mesures optiques réalisées sur deux échantillons nanostructurés proposant une absorption large bande sur la bande 8 à 12  $\mu m$ . Le chapitre commence par la présentation des échantillons. Il présente ensuite, pour chacun des échantillons, les spectres de réflectivité mesurés et explique, en confrontant à de nouvelles simulations, les écarts observés aux spectres des structures idéales. Ces écarts sont expliqués par différentes déviations à la géométrie idéale comme l'apparition d'un pied de gravure dans une des directions cristallines et la présence d'un fond de gravure résiduel pour l'un des échantillons. Je conclus ce chapitre par la nécessité d'anticiper les géométries réelles des échantillons et proposons la mise en place d'une couche d'arrêt de gravure dans les échantillons à venir afin de permettre une gravure la plus complète possible sans risquer d'endommager le détecteur.

Le Chapitre 5 présente notre étude des stratégies à adopter afin de rendre possible l'accord spectral des détecteurs. Il débute par un tour d'horizon des différentes technologies disponibles dans la littérature pour la réalisation de métasurfaces actives. En fonction de leurs limitations et de leur adéquation avec une intégration au détecteur, celles-ci sont parcourues, puis retenues ou laissées de côté. Nous dégageons ainsi la modulation par effet Stark de transitions inter-sous-bandes dans un ensemble de puits quantiques dissymétriques comme la piste la plus prometteuse pour la réalisation de modulateurs intégrables au détecteurs. Je présente ensuite une approche par laquelle j'ai modélisé des structures résonantes accordables. Le modèle simplifié que nous proposons se base sur des valeurs réalistes disponibles dans la littérature. Je présente par la suite deux structures différentes : l'une basée sur une résonance métal-insolant-métal (MIM), à l'absorption variable, la seconde basée sur un filtre résonance de mode guidé (GMR), directement apposable sur un détecteur. Plusieurs variations de ces structures sont proposées. Nous concluons sur cette stratégie comme une piste prometteuse pour la réalisation future de détecteurs accordables. Nous insistons sur la nécessité de poursuite des efforts de simulation.



# 1 - État de l'art de la photodétection infrarouge

La photodétection dans l'infrarouge thermique, en particulier la gamme de 8 à 14  $\mu m$ , est un domaine de recherche actif en raison de ses multiples applications. Plusieurs technologies de détecteurs concurrentes sont aujourd'hui disponibles, offrant chacune leurs avantages, ce qui illustre la diversité des problématiques du domaine. Dans ce chapitre, nous proposons de revenir sur les motivations de notre sujet de recherche via un bref historique et un panorama des solutions technologiques existantes, puis, nous nous intéresserons dans un second temps aux solutions émergentes en faisant un état de l'art des technologies disponibles afin de présenter celle que nous avons retenue comme sujet d'étude de cette thèse.

## 1.1 . Motivations et historique de la détection infrarouge

Le rayonnement infrarouge a été découvert par William Hershel en 1800 lors d'expériences sur la chaleur spécifique associée aux différentes couleurs du spectre solaire. Les premiers moyens de détection étaient alors de simples thermomètres. Il faut attendre les années 40 pour voir l'apparition et le développement des photoconducteurs [1]. Historiquement, la recherche en photodétection infrarouge a été conduite pour ses intérêts d'applications défense mais elle est aujourd'hui présente dans de nombreux domaines. Dans cette partie nous nous proposons de revenir sur la physique du rayonnement infrarouge ainsi que sur le fonctionnement des détecteurs et leurs limitations.

### 1.1.1 . Physique et intérêt du rayonnement infrarouge

Dans l'infrarouge thermique, les corps ne font pas que refléter ou diffuser le rayonnement de sources qui les éclairent mais émettent eux-mêmes un rayonnement. Ainsi, en fonction des matériaux desquels ils sont constitués, de leur température et de leur état de surface, les objets présenteront différents spectres de rayonnement. Dans cette sous-section nous proposons de revenir sur la physique du rayonnement infrarouge et d'en exposer brièvement les applications.

#### Le rayonnement du corps noir : modèle théorique

Tout corps à une température supérieure au zéro absolu (-273,15 °C) émet un rayonnement électromagnétique. La description de ce rayonnement s'effectue via le modèle d'un objet idéal qui aurait la capacité d'absorber parfaitement toute lumière incidente, indépendamment de sa longueur d'onde. Un tel objet est appelé corps noir et le rayonnement électromagnétique qu'il émet dépend uniquement de sa température. La répartition spectrale de ce rayonnement est décrite par la loi de Planck.

$$L_{CN} = \frac{2c}{\lambda^4} \frac{1}{e^{hc/(\lambda k_B T)} - 1}$$

Où  $L_{CN}$  est la luminance photonique spectrale du corps noir en  $photons \cdot m^{-2} \cdot m^{-1} \cdot sr^{-1}$ ,  $h$  est la constante de Planck ( $6,62 \cdot 10^{-34} J \cdot s$ ),  $c$  la célérité la lumière dans le vide ( $3 \cdot 10^8 m \cdot s^{-1}$ ),  $\lambda$  la longueur d'onde en mètres,  $k_B$  est la constante de Boltzmann ( $1,380649 \cdot 10^{-23} J \cdot K^{-1}$ ), et  $T$  la température en Kelvin. La luminance spectrique du corps noir à différentes températures est présentée Figure 1.1

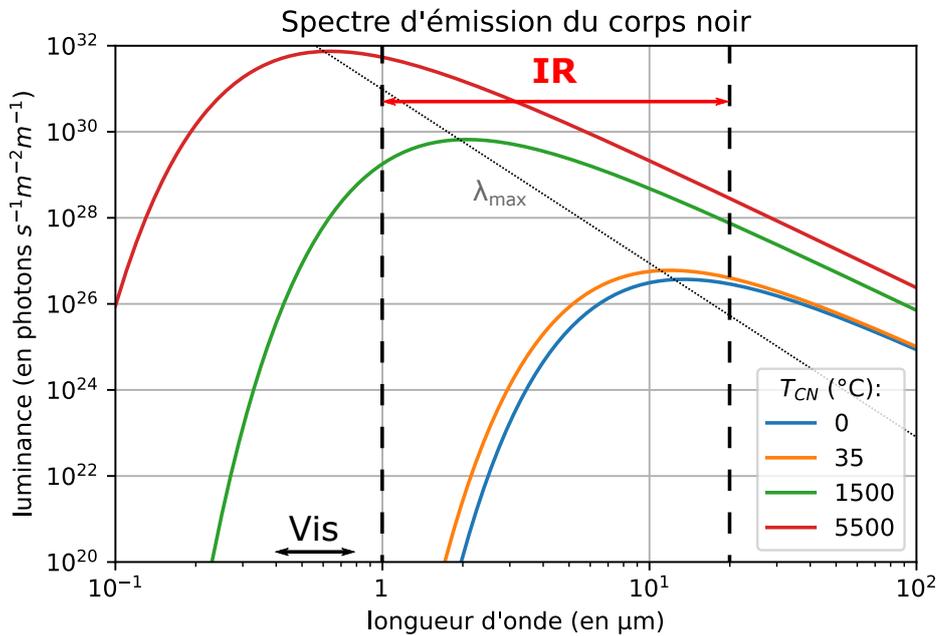


Figure 1.1 – Luminance spectrale d'un corps noir à 0 degrés Celsius, 35 degrés Celsius (température externe du corps humain), 1500 degrés Celsius (température de sortie d'un réacteur en postcombustion) et 5500 degrés Celsius (température de surface du soleil), calculée à partir de la loi de Planck. La zone entre 1 et 20  $\mu m$  délimite le domaine infrarouge.

On peut constater qu'avec l'augmentation de la température, la luminance est en tout point supérieure à celles à températures plus basses. L'excitance photonique  $M$  (intégrale sur tout le spectre de la luminance) évolue en  $M = \sigma T^4$  où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann ( $5,67 \cdot 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$ ). De même, on peut remarquer que la longueur d'onde du maximum de luminance  $\lambda_{max}$  évolue de façon inversement proportionnelle à la température du corps noir. Cette relation est appelée loi de déplacement de Wien et s'approxime comme  $\lambda_{max} \approx \frac{2,898 \cdot 10^{-3}}{T}$ .

Pour un corps quelconque, la luminance peut être plus faible que celle du corps noir à cause des matériaux constituant l'objet ou de ses états de surface. À une même température, l'acier poli n'aura ainsi pas la même luminance que l'acier brossé ou que le carbone graphite. On caractérise cet écart au modèle du corps noir par l'émissivité  $\epsilon$  telle que :  $L_{objet} = \epsilon_{objet} \cdot L_{CN}$ . On peut donc toujours se ramener à la loi de Planck pour calculer l'émissivité d'un objet quelconque.

On peut donc retenir que tout corps à une température absolue non nulle émet un rayonnement électromagnétique. Les corps à "température ambiante" émettent majoritairement dans l'infrarouge. L'évaluation de la longueur d'onde du maximum d'émission ou bien de l'intensité de ce rayonnement sur une plage de longueur d'onde donnée permet d'évaluer la température de ce corps. Ceci est le principe à la base de la thermographie infrarouge. L'évaluation de l'émissivité ou de l'absorption dans l'infrarouge est elle aussi une application d'intérêt du spectre infrarouge.

## Les fenêtres de transparence atmosphériques

L'énergie des photons infrarouges correspond aux énergies d'excitation vibrationnelles et rotationnelles des liaisons moléculaires. Ainsi, la plupart des matériaux présentent des raies d'absorption dans ce domaine spectral. Ces raies d'absorption sont caractéristiques du type de liaison et des groupements chimiques en présence. Ce phénomène est mis à profit pour l'identification des molécules en spectroscopie infrarouge. Les gaz constituant l'atmosphère et les aérosols présents ont eux aussi des raies d'absorption dans l'infrarouge. En particulier, l'eau, le dioxyde de carbone et le méthane présentent de fortes raies d'absorptions dans les infrarouges. Ceci sépare le domaine du spectre infrarouge en trois fenêtres de transparence atmosphérique. Une représentation de ce découpage sur le spectre électromagnétique est visible Figure 1.2. On distingue : la fenêtre Short Wave Infrared (SWIR) qui s'étend de 1 à 2,5  $\mu m$ , la fenêtre Mid-Wave Infrared (MWIR) de 3 à 5  $\mu m$  et la fenêtre Long Wave Infrared (LWIR) de 8 à 14  $\mu m$ . Dans ce manuscrit, nous nous intéresserons particulièrement à la fenêtre LWIR qui correspond au maximum d'émission d'objets à température ambiante.

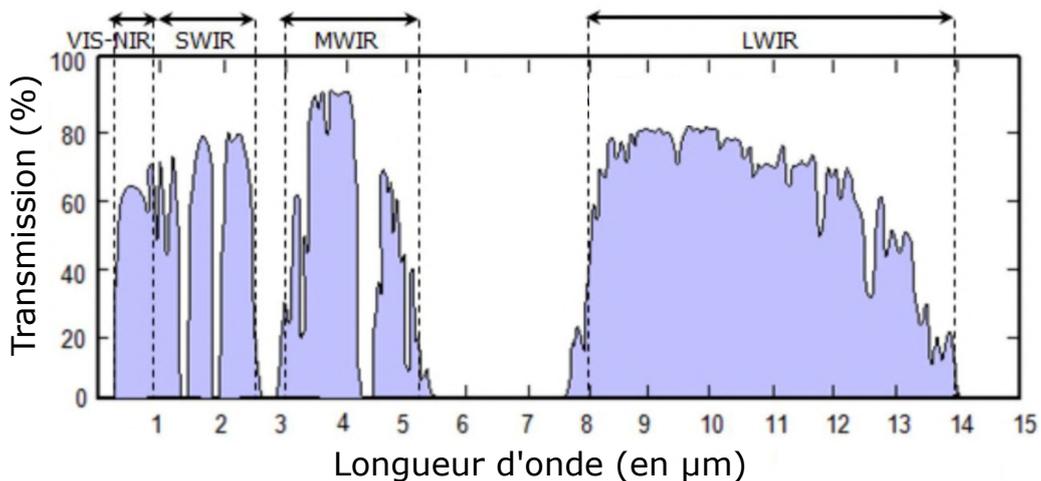


Figure 1.2 – Transparence atmosphériques dans l'infrarouge pour un chemin optique de 1 mile (1,609 km environ). Issu de [2].

## Les applications

Les applications de la photodétection infrarouge sont multiples. Comme nous l'avons vu, la mesure du spectre infrarouge peut servir à la thermographie comme à l'identification des molécules. Ces applications directes ont elle-même des utilités dans divers domaines : médical, défense, astronomie, de l'industrie, la météorologie ou la chimie [3] [4].

### 1.1.2 . Fonctionnement des détecteurs infrarouges

En fonction de la filière technologique dont ils sont issus, les détecteurs ont différents modes de fonctionnement. Nous proposons ici de les décrire brièvement.

#### Les différentes technologies de détecteurs

On distingue deux familles de détecteurs infrarouges : les détecteurs thermiques et les détecteurs quantiques. Les premiers proposent une mesure indirecte du flux incident par l'échauffement du détecteur. Cet échauffement va induire un changement mesurable des propriétés du détecteur en fonction du type de détecteur thermique : une variation de volume du gaz enfermé, pour une cellule de Golay; l'apparition d'une polarisation du détecteur pour un détecteur pyroélectrique; une variation de conductivité électrique pour les bolomètres résistifs. Ce changement de propriété peut ensuite être mesuré par un circuit électronique adapté. Par ailleurs la réalisation de détecteurs matriciels est possible afin de créer des imageurs. La Figure 1.3 donne le schéma de principe d'un pixel de microbolomètre. On y remarque que la membrane absorbante est isolée du support de lecture d'un point de vue thermique. Ceci permet de réduire la variation de température de la membrane en cas de variation de celle du circuit de lecture.

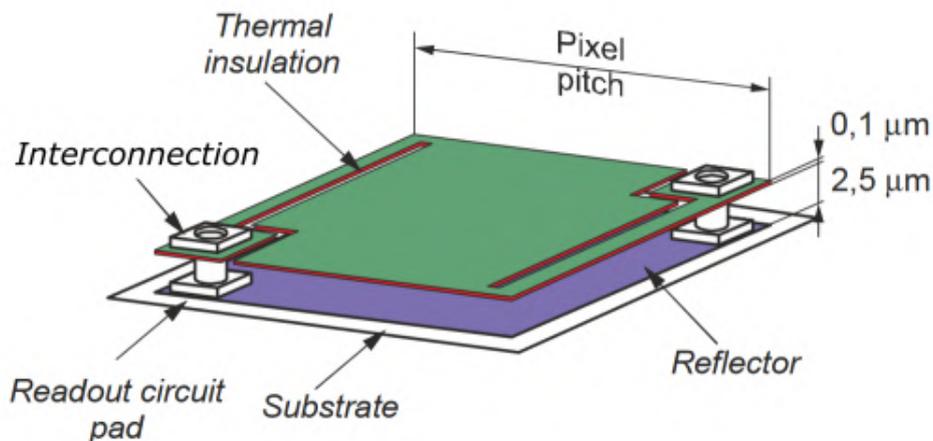


Figure 1.3 – Schéma de principe d'un bolomètre résistif, adapté de [5].

Les photodétecteurs quantiques sont, eux, basés sur l'effet photoélectrique interne dans un semi-conducteur. Un photon incident est absorbé par un électron de la bande de valence. L'électron ainsi excité monte dans la bande de conduction, laissant derrière lui une lacune électronique : un trou. Cette paire de porteurs de charge photogénérée peut ensuite être détectée par un circuit approprié et le flux de photons incident est ainsi directement mesuré. Cette technologie de détection identique à celle des imageurs dans le visible est exigeante puisqu'elle requiert l'utilisation de matériaux à gap d'autant plus faible que la longueur d'onde à détecter est grande. Pour les longueurs d'ondes supérieures à quelques microns, ils nécessitent un refroidissement à des températures cryogéniques afin d'abaisser leur courant d'obscurité comme nous le verrons en section 1.1.3.

Les détecteurs thermiques offrent des avantages en terme de mise en œuvre comparé aux détecteurs quantiques : ils ne nécessitent pas de refroidissement. Ainsi le poids, l'encombrement et la consommation électrique d'un système basé sur ces détecteurs seront réduits comparé à un système à détecteur quantique. En contrepartie leurs performances ne sont pas aussi élevées. La plus petite différence de température détectable et leur temps de réponse restent plus élevés que pour les détecteurs quantiques [6]. Ils sont donc utilisés dans les applications où la rapidité et la sensibilité ne sont pas primordiales. Pour les applications à très hautes performances (imagerie faible flux ou rapide), on leur préfère les détecteurs quantiques. Une métrique permettant la comparaison des performances entre les différentes filières est la détectivité spécifique  $D^*$ . Elle se calcule par :

$$D^* = \frac{q\lambda}{hc} \eta \frac{\sqrt{S_{det}} \Delta f}{\sigma_{total}}$$

Où  $q$  est la charge élémentaire,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $h$  la constante de Planck,  $c$  la célérité de la lumière dans le vide,  $S_{det}$  la surface du détecteur,  $\Delta f$  la bande passante de l'ensemble détecteur-amplificateur et  $\sigma_{total}$  le bruit total du détecteur. Une comparaison des détectivités entre différentes filières est présentée Figure 1.4.

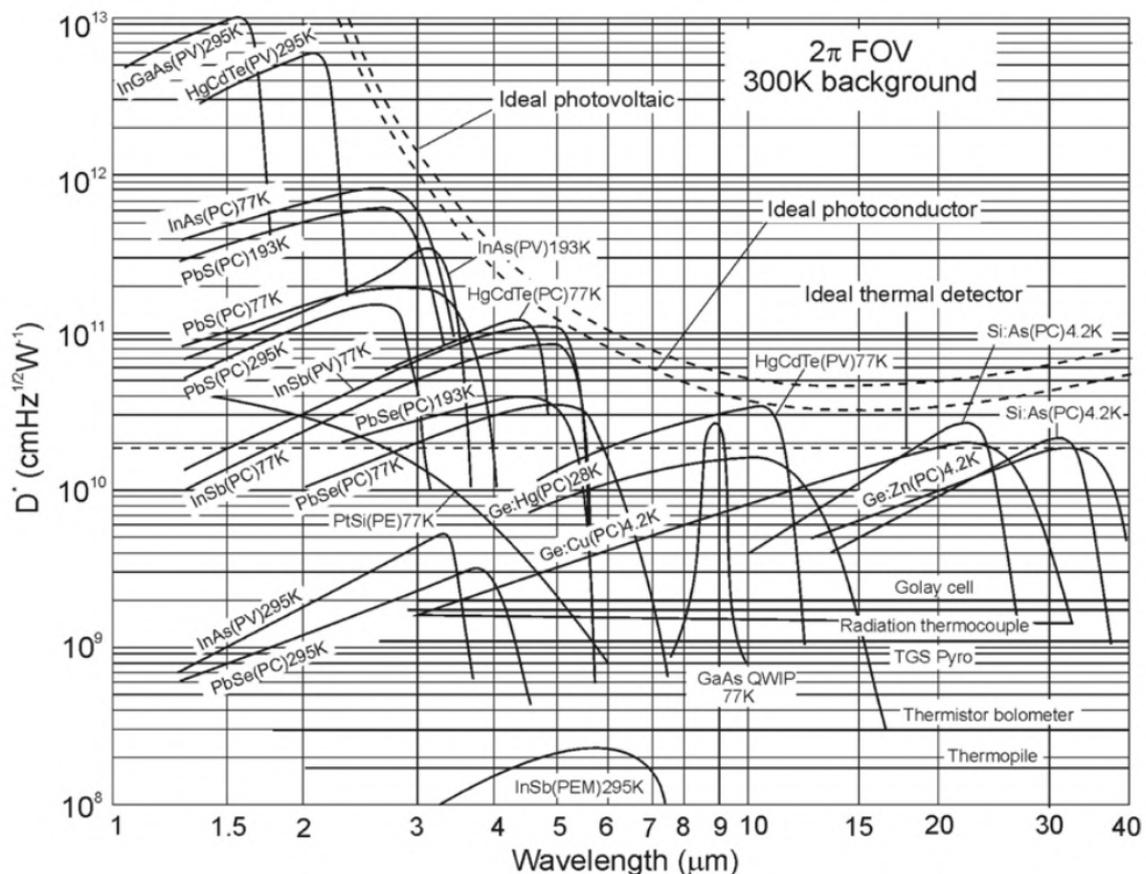


Figure 1.4 – Comparaison en détectivité de différentes technologies de détecteur issue de [7].

## Les détecteurs quantiques

Les détecteurs quantiques sont basés sur l'effet photoélectrique interne. Ils nécessitent donc l'utilisation de matériaux qui permettent des transitions aux faibles énergies des photons infrarouges (124 meV à 10  $\mu\text{m}$ ). On recourt pour cela, soit à des matériaux à faible gap pour obtenir une transition de la bande de valence à la bande de conduction, soit à des semiconducteurs extrinsèques, soit à des puits quantiques qui admettent des transitions (bande vers bande ou bande vers continuum) à ces énergies. Ainsi il existe plusieurs matériaux menant à plusieurs technologies de capteurs. On peut citer l'InSb ou le HgCdTe comme matériaux semiconducteur à faible gap, le silicium dopé à l'arsenic comme semiconducteur extrinsèque ou bien les photodétecteurs à puits quantique (QWIP) à base de GaAs. Une autre catégorie de matériaux est représentée par les super-réseaux. Ceux-ci se présentent comme un empilement d'hétérojonctions (semiconducteurs différents) formant un matériau semiconducteur équivalent dont l'énergie de gap peut être choisie en fonction des épaisseurs de ses constituants.

Ces matériaux permettent donc l'absorption des rayonnements infrarouges. Ils présentent un type de porteurs de charge majoritaires, respectivement des électrons ou des trous, en fonction de leur dopage N ou P. Sous illumination, de nouvelles paires électrons-trous seront générées et la conductivité électrique de l'absorbeur en sera accrue. Ils peuvent donc être simplement utilisés en tant que photoconducteur, pour lesquels le circuit de lecture va mesurer une variation de conductivité. La première génération de photodétecteurs quantiques était constituée de tels détecteurs [6]. Cependant, dans ces structures, les porteurs de charge majoritaires participent eux aussi au courant du détecteur. Les détecteurs modernes sont donc plus souvent basés sur des structures photodiodes, dans lesquels une zone dopée P et une zone dopée N sont mises en contact. Ceci donne lieu à l'apparition d'un champ électrique à la jonction des deux types de dopage, appelée zone de charge d'espace (ZCE). Ce champ électrique permet la séparation des charges et l'extraction des porteurs de charge vers la zone où ils seront majoritaires. Il est possible d'étendre la zone de charge d'espace en intercalant entre la zone dopée N et celle dopée P, une épaisseur de semiconducteur non-dopée, notée  $l$  pour intrinsèque. Une illustration d'une telle structure est donnée Figure 1.5. Dans ces structures le champ électrique qui apparait entre la zone P et N va empêcher la dérive des porteurs majoritaires; les porteurs minoritaires sont donc les seuls qui participent au courant du détecteur. C'est le type de structure sur lequel sont basés les photodétecteurs que nous étudierons dans cette thèse. Il existe un autre type de structure appelé photodiode à barrière sur lequel nous reviendrons en partie 1.2.1.

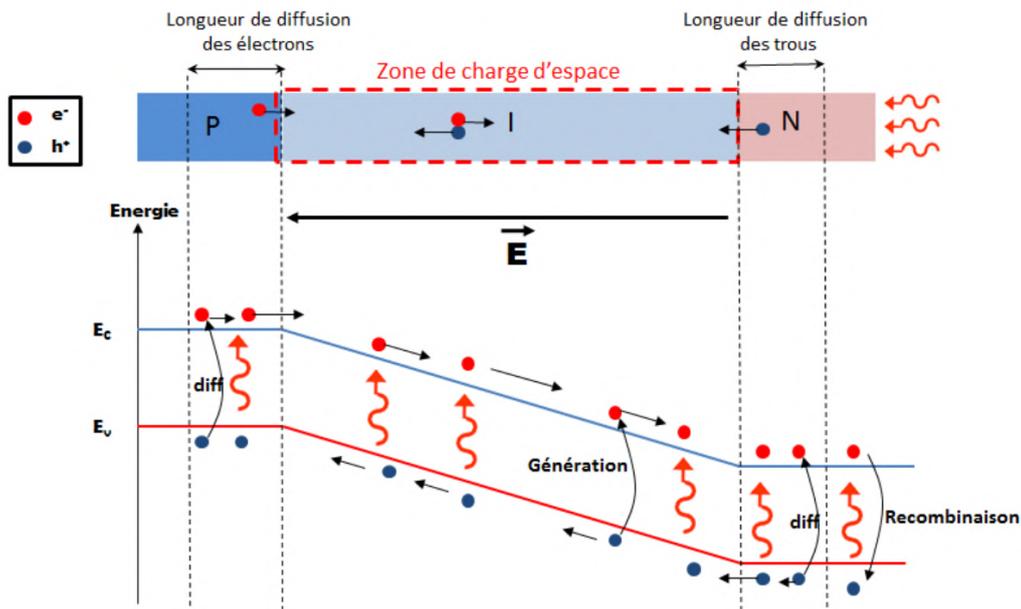


Figure 1.5 – Schéma de principe d'une photodiode PIN. Issu de [8].

Comme illustré sur la Figure 1.5, plusieurs mécanismes participent au courant total du détecteur. Si l'absorption du photon incident a lieu dans la zone de charge d'espace, les charges seront séparées puis collectées par le circuit de lecture. Si cette absorption a lieu en dehors de la ZCE, les porteurs de charge devront d'abord diffuser jusqu'à elle. Par ailleurs, les charges photogénérées peuvent aussi se recombiner avec leur complémentaire avant d'être collectées. Ces recombinaisons peuvent avoir lieu sous forme de recombinaisons radiatives (qui vont donner lieu à la ré-émission d'un photon), Shockley-Read-Hall (SRH) (via un défaut offrant un niveau d'énergie intermédiaire, accessible dans la bande interdite) ou bien par recombinaison Auger (interaction à trois particules). Par ailleurs, un courant traverse le détecteur même en l'absence d'éclairement, qualifié de courant d'obscurité. Nous reviendrons plus en détail sur ce point dans la sous-section 1.1.3.

Le fait qu'il y ait, à ce jour, plusieurs technologies de matériaux concurrentes pour la réalisation de détecteurs quantiques infrarouge souligne l'existence d'avantages et d'inconvénients propres à chaque filière. Ces différentes technologies de détecteurs peuvent être comparées selon plusieurs critères comme leur rendement quantique externe (EQE pour external quantum efficiency en anglais), donné en pour-cents qui correspond au nombre de photons incidents qui donneront lieu à un électron en sortie du détecteur ou bien leur courant d'obscurité, sur lequel nous reviendrons en sous-section 1.1.3. La technologie de détecteurs la plus mature dans le LWIR est basée sur l'alliage ternaire HgCdTe. Cette filière est aussi appelée MCT pour Mercury Cadmium Telluride. Elle offre plusieurs avantages comme : la capacité à faire varier sa longueur d'onde de coupure en jouant sur les proportions de mercure et de cadmium; un coefficient d'absorption important qui mène à un rendement quantique externe élevé (jusqu'à 80%); ou le long temps de vie des porteurs de charges en son sein qui facilite la collecte même en cas d'épaisseur importante [9]. Ses performances élevées et sa domi-

nation du marché en ont fait la référence pour l'évaluation des performances en courant d'obscurité des détecteurs, sous la forme de la "Rule 07". Cette règle empirique donne le niveau de courant d'obscurité attendu pour un détecteur MCT à l'état de l'art en fonction de sa longueur d'onde de coupure et de sa température d'utilisation. Cependant, cet alliage peut être difficile à maîtriser. L'apparition de défauts lors de sa croissance peut mener, lors de la réalisation de détecteurs matriciels de grande surface, à une faible opérabilité (nombre de pixels exploitables sur nombre de pixels total). De plus, le facteur limitant des détecteurs à l'état de l'art basés sur cette technologie est la recombinaison Auger. C'est donc un paramètre matériau qui limite les performances de ces détecteurs.

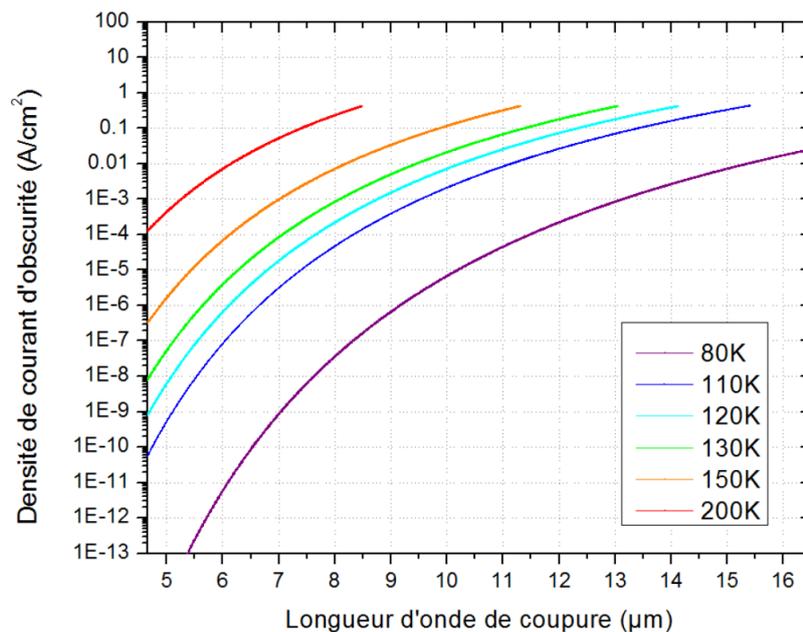


Figure 1.6 – Courant d'obscurité d'un détecteur HgCdTe à l'état de l'art en accord avec la Rule 07. Issu de [10].

Les détecteurs QWIP à base de matériaux III-V présentent comme avantage leur grande qualité de matériau, ce qui les rend idéaux pour la réalisation de détecteurs matriciels de grande surface [11]. Au format matriciel, leurs performances en différence de température équivalente au bruit étaient en 2003 supérieures ou équivalentes à celles de la technologie MCT. Cependant, de par sa nature de puits quantiques, seule la lumière polarisée dans la direction de croissance du détecteur peut être absorbée. Il nécessite donc l'ajout d'un réseau de couplage. Cette sélectivité mène à une absorption et un rendement quantique faible (typiquement inférieur à 10%). Ces détecteurs ont donc besoin d'un temps d'intégration plus long ce qui les rend peu adaptés aux applications nécessitant une cadence d'image rapide (imagerie d'objet rapide). Ils représentent un compétiteur certain avec les détecteurs MCT pour le développement d'imageurs de grande surface à basse température (jusqu'à 55 K). La littérature montre cependant quelques réserves pour leur application à la prise d'image rapide ou à haute température [7].

Combinant certains de ces avantages, les détecteurs à super-réseau se présentent comme une filière prometteuse ayant acquis ces dernières décennies une bonne maturité technologique.

### Super-réseau : une filière prometteuse

Cette technologie repose sur un empilement de jonction entre deux semiconducteurs de natures différentes (hétérojonctions) dont les bandes interdites sont disjointes (de type II "broken gap"). Pour cette raison, elle est aussi appelée T2SL pour sa dénomination anglaise de "type II superlattice". Cet empilement d'hétérojonctions donne naissance à un ensemble de puits quantiques fortement couplé. Il existe deux variations de la filière super-réseau : InAs/GaSb et InAs/InAsSb. Nous nous attarderons ici sur la première puisque c'est cette technologie qui a été retenue pour la réalisation des détecteurs étudiés dans cette thèse. Contrairement aux QWIP, le fort couplage entre les puits dans les détecteurs à super-réseau mène à une levée de dégénérescence entre les niveaux d'énergie accessible dans les différents puits. Si l'écart entre ces niveaux est inférieur à l'énergie d'activation thermique, cela donne lieu à l'apparition de mini-bandes. Les détecteurs T2SL sont donc des absorbeurs large bande à la différence des QWIP. La structure de bande d'un super-réseau est représentée Figure 1.7. On y constate différentes mini-bandes. L'écart entre la première bande de valence des trous lourds (VH1) et la première bande de conduction (C1) représente la bande interdite (appelée "gap" en anglais) du super-réseau. Cette transition est celle exploitée pour l'absorption des photons infrarouges.

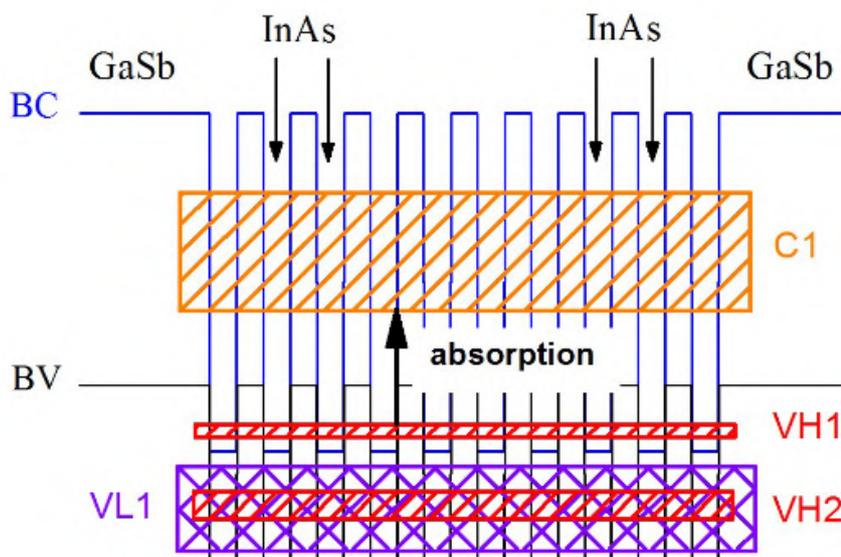


Figure 1.7 – Illustration de l'apparition de mini-bande dans les structures T2SL. Issu de [12]. En orange, la première bande de conduction; en violet, la première bande des trous légers (light holes); en rouge la première et seconde bande de valence des trous lourds (heavy holes).

Les détecteurs T2SL présentent un certain potentiel par rapport aux technologies citées précédemment. Ils présentent un coefficient d'absorption élevé et des rendements quantique externe pouvant s'élever au-dessus de 50% pour des épaisseurs de détecteurs supérieures à  $5 \mu m$ . Cette technologie de détecteur ne nécessite pas de réseau de couplage. La longueur d'onde de coupure d'un détecteur peut être choisie en jouant sur l'épaisseur des couches (puits et barrières) qui le constituent. Les fortes liaisons ioniques des éléments les constituant mènent à une grande qualité épitaxiale et peu de défauts de la structure cristalline. Ainsi, cette technologie est potentiellement adaptée à la réalisation de plans focaux de grande surface à l'opérabilité élevée. Enfin, la séparation spatiale des électrons et des trous dans les différentes couches constituant l'absorbeur mène à une faible probabilité de recombinaison Auger (qui nécessite la présence simultanée de trois porteurs de charges de deux natures différentes). Ceci promet théoriquement un gain sur le courant d'obscurité par rapport au MCT. En pratique cela n'a pas été observé car les structures à base de T2SL restent généralement limitées par le courant de génération-recombinaison (ou de diffusion pour les structures à barrière). Ces avantages ont mené à sa sélection en juin 2018 pour la réalisation du DAS (Distributed Aperture System) du F-35; un ensemble de six caméras, pointant dans différentes directions autour de l'appareil, pour la détection de menaces venant de tout angle. Cependant, la filière super-réseau peut encore être améliorée sur certains points comme le rendement quantique externe qui reste en deçà de celui de la filière MCT et le courant d'obscurité qui reste dans le cas des photodiodes supérieur à la Rule 07 . En effet, si son taux de recombinaison Auger est avantageux par rapport à celui de la filière HgCdTe, les détecteurs T2SL sont généralement limités par d'autres facteurs comme la génération recombinaison SRH [9].

### 1.1.3 . Le problème du courant d'obscurité

Les détecteurs quantiques, même en l'absence de flux incident sont traversés par un courant, qualifié de courant d'obscurité. Ceci est dû à la faible énergie de gap des matériaux utilisés. L'énergie d'activation thermique à température ambiante est suffisante à l'apparition de paires électron-trou qui seront collectées par le circuit de lecture. Le courant d'obscurité limite les performances des détecteurs. Sa réduction est un point d'intérêt, indépendamment des technologies de détecteur utilisés. Dans cette partie, nous proposons de revenir sur les problèmes que pose le courant d'obscurité puis nous en décrivons les origines physiques afin de dégager les pistes d'amélioration possibles.

### Problèmes techniques que pose le courant d'obscurité

Le courant d'obscurité pose problème à plusieurs niveaux. Dans le cas d'un détecteur matriciel, chaque pixel est relié à un circuit de lecture (comme présenté Figure 1.8). Ce courant va remplir en partie la capacité de lecture, qui donnera alors une tension non nulle même pour un pixel n'ayant pas reçu de flux. Ceci limite donc la dynamique du signal utile (qui sert à l'évaluation du flux incident).

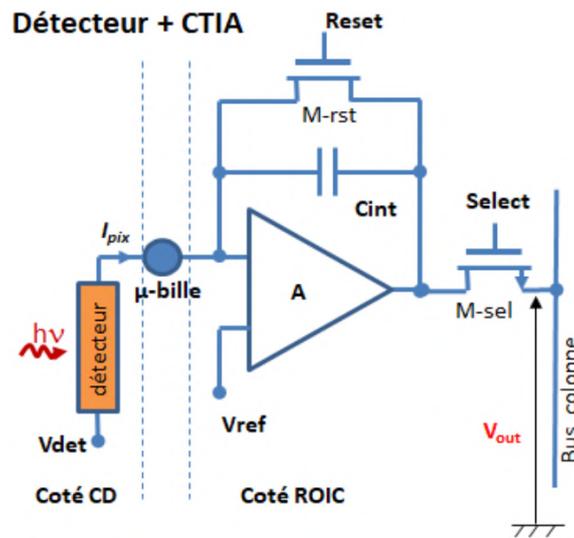


Figure 1.8 – Exemple de circuit de lecture associé à un pixel dans un détecteur matriciel. CD : circuit de détection; ROIC : read-out integrated circuit; CTIA : capacitance transimpedance amplifier. Issu de [10].

Le second problème posé par le courant d'obscurité est dû à sa variation au cours du temps. Il est donc associé à un bruit qui dégrade la sensibilité du détecteur. Ce bruit d'obscurité  $\sigma_{obs}$  est donné en  $A/\sqrt{Hz}$  par la formule :  $\sigma_{obs} = \sqrt{2qI_{obs}}$  où  $q$  est la charge de l'électron et  $I_{obs}$  le courant d'obscurité du détecteur. Ainsi, pour réduire ce bruit il est nécessaire de réduire le courant d'obscurité ce qui est effectué en faisant fonctionner le détecteur à des températures cryogéniques (typiquement inférieures à 80 K pour une détection dans le LWIR) [10]. Pour les systèmes opérationnels, l'abaissement en température s'effectue généralement à l'aide d'une machine à froid basée sur un cycle de Stirling. L'intégration d'une telle machine dans un système est problématique puisqu'elle représente une masse supplémentaire, elle entraîne des vibrations, elle est un risque supplémentaire de panne, elle engendre une consommation électrique importante et elle détermine le temps de mise à froid (nécessaire au bon fonctionnement) du détecteur. Pour ces raisons, la réduction du courant d'obscurité en amont du refroidissement est un domaine de recherche actif. En effet, une réduction *a priori* du courant d'obscurité permettrait une amélioration des performances à même température ou bien une augmentation de la température de fonctionnement à performances équivalentes. C'est-à-dire l'utilisation d'une machine à froid plus compacte et consommant moins, allant dans le sens des "Size, Weight and Power (SWAP) requirements".

### 1.1.4 . Origines du courant d'obscurité

Afin de mettre en place des stratégies adaptées d'abaissement du courant d'obscurité, il est nécessaire d'étudier les mécanismes qui en sont à l'origine. Le courant d'obscurité est donc une circulation de charges en l'absence d'éclairement du photodétecteur. Celle-ci peut avoir lieu à deux niveaux : au sein du volume des matériaux constituant la photodiode ou en surface de celle-ci. On peut alors définir les deux composantes le caractérisant :

$$J_{obs} = I_{obs}/A = (I_{bulk} + I_{surface})/A = J_{bulk} + \frac{P}{A} J_{surface}$$

où  $J_{obs}$  représente la densité de courant d'obscurité [ $A.m^{-2}$ ];  $I_{obs}$  est le courant d'obscurité;  $A$  la surface du photodétecteur et  $P$  son périmètre;  $I_{bulk}$  et  $I_{surface}$  les contributions volumique et surfacique au courant d'obscurité;  $J_{bulk}$  est la densité volumique de courant qui traverse la diode [ $A.m^{-2}$ ]; et  $J_{surface}$  la densité de courant surfacique qui passe par ses flancs [ $A.m^{-1}$ ]. Une étude d'un ensemble de photodiodes de tailles différentes (différents rapport  $P/A$ ) permet alors d'étudier la participation de chacune de ces composantes. Dans la partie qui suit, nous proposons de revenir sur les principales causes de la contribution volumique du courant d'obscurité dans différentes structures de détecteurs. Nous ajouterons ensuite quelques précisions sur les origines de sa contribution surfacique.

Pour les photodiodes PIN, plusieurs phénomènes concourent à générer du courant d'obscurité, illustrés Figure 1.9. On y distingue le courant de génération-recombinaison, celui de diffusion, ainsi que les courants tunnels : bande à bande ou assisté par piège.

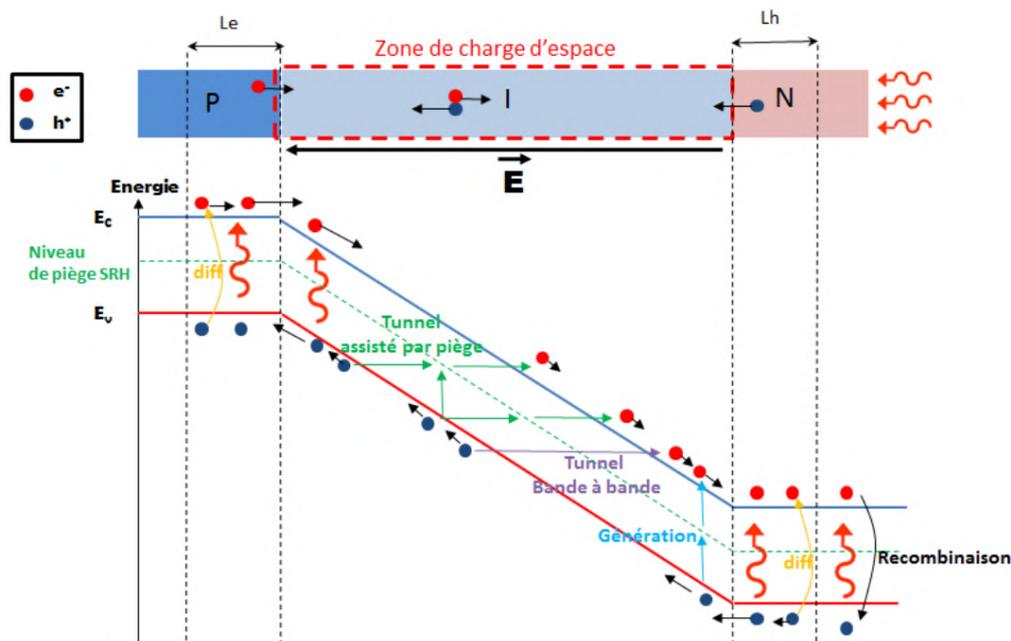


Figure 1.9 – Schéma de principe des différentes composantes du courant d'obscurité dans une photodiode PIN issu de [8].

### Courant de génération-recombinaison

Le courant de génération-recombinaison est dû à la génération thermique, avec l'aide de pièges SRH, de paires électron-trou qui a lieu au sein de la Zone de Charge d'Espace (ZCE). Les charges générées sont ainsi séparées par le potentiel qui y règne et collectées au niveau des électrodes comme des porteurs photo-générés.

$$J_{g-r} = q \frac{n_i}{\tau_{G-R}} \cdot W_{ZCE} \cdot \frac{2k_b T}{q(V_{bi} - V_{pol})} \cdot \sinh\left(\frac{2k_b T}{qV_{pol}}\right) \cdot f(b)$$

Où  $W_{ZCE}$  est la largeur de la zone de déplétion qui dépend du dopage des différentes zones ainsi que de la tension de polarisation;  $V_{bi}$ , le potentiel built-in de la diode et  $b$  est défini comme la valeur de la fonction  $\exp\left(\frac{-qV_{pol}}{2k_b T}\right) \cdot \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{k_b T}\right)$ . La fonction  $f(b)$  est, elle, définie comme :

$$f(b) = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{1-b^2}} \cdot \ln(2b^2 + 2b\sqrt{1-b^2} - 1) & \text{si } b < 1 \\ 1 & \text{si } b = 1 \\ \frac{1}{2\sqrt{1-b^2}} \cdot \tan^{-1}\left(\frac{\sqrt{1-b^2}}{b}\right) & \text{si } b > 1 \end{cases}$$

Ainsi ce courant dépend linéairement de la largeur de la zone de déplétion et possède une dépendance à la température en  $\exp(-E_g/2k_B T)$ . Il possède par ailleurs une énergie d'activation de la moitié de la valeur du gap.

### Courant de diffusion

Le courant de diffusion est un courant dû à la migration vers la ZCE de charges minoritaires générées par effet thermique dans les zones de fort dopage de la diode (zone p et zone n). Ceci donne naissance à une densité de courant qui est influencée par plusieurs paramètres comme la température  $T$ , la tension de polarisation de la diode  $V_{pol}$  ou encore le dopage de la zone d'absorption  $N_{dop}$ .

$$J_{diff} = q \cdot \frac{n_i^2 L_{diff}}{\tau N_{dop}} \cdot \left( e^{\frac{qV_{pol}}{k_B T}} - 1 \right)$$

où  $q$  représente la charge élémentaire;  $L_{diff}$  la longueur de diffusion des porteurs minoritaires à remplacer par l'épaisseur de la zone d'absorption  $AZT$  si celle-ci est inférieure à  $L_{diff}$ ;  $\tau$  la durée de vie des porteurs de charges;  $N_{dop}$  la concentration en dopant dans la zone concernée;  $k_B$  la constante de Boltzmann d'après [8].

$$J_{diff} = q n_i^2 \left( \frac{D_e}{N_a L_e} \tanh \frac{x_p}{L_e} + \frac{D_h}{N_d L_h} \tanh \frac{x_n}{L_p} \right) \times \left[ e^{\frac{qV_{pol}}{k_B T}} - 1 \right]$$

$L_{e,h}$  longueur de diffusion des électrons (respectivement des trous);  $D_{e,h}$  diffusivité des électrons (respectivement des trous);  $x_{n,p}$  l'épaisseur de la zone dopée n (respectivement p) d'après [13].

Le lien entre les deux formules s'effectue par les relations d'Einstein  $\tau_d = \frac{L^2}{D}$  où  $L$  est la longueur de diffusion des porteurs et  $D$  leur diffusivité. Ce courant est rapporté comme ayant une dépendance en  $\exp(-E_g/k_B T)$  [14] [15].

Ainsi le courant de diffusion augmente exponentiellement avec la température mais aussi de façon linéaire avec l'épaisseur de la zone d'absorption lorsque celle-ci est limitante par rapport à la longueur de diffusion des porteurs de charge. Cette composante du courant d'obscurité est généralement observée limitante pour les photodiodes lorsqu'elles sont utilisées à haute température.

### **Courant tunnel assisté par pièges**

Le courant tunnel assisté par piège apparaît lorsque la tension de polarisation devient importante. Comme son nom l'indique, c'est l'existence d'un piège qui va faciliter le passage d'un électron de la bande de valence à celle de conduction. Le piège qui est une impureté ou un défaut va alors offrir un niveau d'énergie accessible entre ceux des bandes.

$$J_{tat} = \frac{q^2 m_t^* M^2 N_t V}{8\pi \hbar^3 (E_g - E_t)} \exp \left[ - \frac{4\sqrt{2m_t^*} (E_g - E_t)^{3/2}}{3qE\hbar} \right]$$

Où  $E_t$  représente le niveau d'énergie des pièges et  $N_t$  leur concentration (en  $cm^{-3}$ ). Ce courant a une énergie d'activation quasi-nulle et possède une faible dépendance à la température.

### **Courant tunnel bande à bande**

Le courant tunnel bande-bande apparaît lui aussi pour des tensions de polarisation importantes. Dans ces conditions un électron peut alors passer par effet tunnel de la bande de valence à la bande de conduction.

$$J_{btb} = \frac{q^3 EV \sqrt{2m_{red}^*}}{4\pi^2 E \hbar^2 \sqrt{E_g}} \exp \left( - \frac{4\sqrt{2m_{red}^*} E_g^{3/2}}{3qE\hbar} \right)$$

où  $m_{red}$  représente la masse réduite pour la transition par C1-VH1 (telle que représentée Figure 1.7) [13];  $E$ , le champ électrique qui règne dans la jonction et  $E_g$ , l'énergie de gap d'après [16]. Ce courant a une faible dépendance à la température et une faible énergie d'activation.

Les courants tunnels (bande à bande ou assisté par piège) sont donc dépendants de la polarisation de la structure et n'apparaissent généralement comme limitants qu'à forte tension de polarisation.

### Courant de fuite ou shunt

Le courant de fuite (shunt) volumique est dû à la présence de défauts ou dislocations au sein de la structure cristalline [14]. Il peut être modélisé comme la présence d'une résistance en parallèle des autres sources de courant comme présenté figure 1.10 :

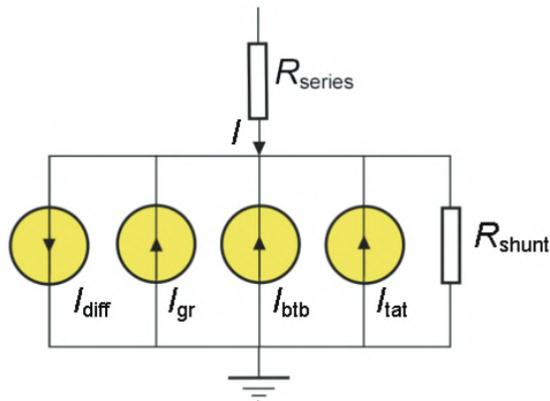


Figure 1.10 – Schéma électrique équivalent à une photodiode [13]

Le courant de fuite volumique étant dû à des défauts, il ne devrait pas être limitant dans des structures pour lesquelles les technologies de croissance et de gravure sont bien maîtrisées. Dans le cas des détecteurs T2SL les fortes liaisons entre les constituants des super-réseaux ainsi que la grande qualité cristalline accessible grâce à l'épitaxie par jet moléculaire (EJM ou MBE pour Molecular Beam Epitaxy, en anglais) devraient limiter sa contribution. Des problèmes de cet ordre peuvent néanmoins persister au niveau des surfaces exposées lors de la gravure.

### Les courants surfaciques

Chacun des phénomènes donnant lieu à une contribution volumique du courant d'obscurité peut aussi donner lieu à un courant sur les surfaces exposées des détecteurs. Ces contributions surfaciques sont particulièrement problématique pour le développement de détecteurs en super-réseau qui nécessitent des précautions de passivation des zones exposées lors de la gravure.

Le courant surfacique de dérive des porteurs de charge majoritaires peut avoir lieu au sein d'une photodiode. Les effets de surface donnent lieu à l'apparition d'un conducteur d'un seul type, indépendant du dopage. Il n'y a donc pas de jonction p-n en surface et la dérive des porteurs de charge majoritaires est donc possible. Il possède pour ces structures une énergie d'activation quasi-nulle pour une diode en InAs (en raison de sa dégénérescence en surface) et non-nulle mais très faible pour une diode en GaSb (due à sa surface non-dégénérée).

Le courant surfacique de génération-recombinaison est dû à la déplétion ou l'inversion de la surface d'une zone dopée. Cette composante peut être observée comme limitante sur des structures à barrière à gravure profonde et possède une énergie d'activation de la moitié du gap.

Le courant tunnel assisté par piège surfacique est lui aussi détectable pour les structures à barrières mises à nu car il est exacerbé par la forte concentration de défauts en surface. Il est la composante principale du courant d'obscurité surfacique pour ces structures [17]. Il possède une très faible énergie d'activation et ne semble pas dépendre de la température [18].

Le courant de fuite surfacique est comme son homologue volumique dû à des défauts. Son énergie d'activation serait plus faible que celle de son pendant volumique car, jusqu'alors dominé par lui, il est rapporté dans [15] qu'il pourrait devenir contributeur non négligeable en deçà de 30 K pour leur premier échantillon (MBE #1) et entre 50 et 60 K pour leur second (MBE #2). D'après *Rehm et al.*, il serait avec le courant G-R l'une des composantes limitantes pour les photodiodes classiques (sans barrière) et le recours à une barrière permettrait non-seulement de réduire le courant G-R mais aurait aussi un effet limitant sur ce courant de fuite. Sa dépendance en température serait similaire à celle de la composante de génération-recombinaison. Sa dépendance à la tension de polarisation étant différente, il est néanmoins possible de les distinguer [14].

Il y a donc de nombreux mécanismes qui participent au courant d'obscurité (d'origine volumique comme surfacique). Des efforts sur la passivation des surfaces gravées sont nécessaires pour réduire les contributions surfaciques pour les détecteurs à super-réseaux. Le mécanisme volumique couramment limitant sur les photodiodes simples est celui de génération-recombinaison à basse température et celui de diffusion à haute température. Les deux courants tunnels dépendent de la tension de polarisation de la photodiode et de paramètres matériaux. Les courants de génération-recombinaison et de diffusion dépendent, en plus de paramètres détecteurs comme l'épaisseur de la ZCE. Une conception appropriée peut donc permettre de les réduire.

## **1.2 . Vers de nouveaux détecteurs**

Des efforts de conception de nouvelles structures ont donc été menés depuis plusieurs années afin de rendre les détecteurs plus performants. Dans cette section nous proposons de revenir sur les approches proposées dans la littérature.

### **1.2.1 . La réduction du courant d'obscurité**

Pour les raisons exposées en partie 1.1.3, la réduction du courant d'obscurité est l'une des améliorations visées par les détecteurs de technologies les plus récentes. Il existe plusieurs stratégies pour la réduction du courant d'obscurité. L'amélioration de la qualité épitaxiale, le changement de composition du matériau absorbant (sans gallium ou Ga-free pour les T2SL par exemple), la réalisation de structures à barrières ou bien la réduction de l'épaisseur du détecteur en sont quelques-unes [19]. En particulier, nous proposons de revenir sur ces deux dernières stratégies.

## Bariodes

La description théorique de structures à barrières date de 1983 [20]. Ce type de structure propose l'utilisation d'un matériau de plus large gap, jouant le rôle de barrière pour un certain type de porteurs. Cette hétérostructure entraîne une barrière de potentiel et donc une limitation du courant des porteurs majoritaires. Il est alors possible de réaliser des structures simplement photoconductrices [21] [22] ou bien de les combiner avec des photodiodes classiques ou basées sur des hétérostructures [17]. L'utilisation de ce matériau à plus large gap permet de réduire le courant de génération-recombinaison. C'est alors le courant de diffusion qui devient limitant aux températures courantes d'utilisation. Ceci est avantageux car sa variation avec la température ( $\sim \exp(E_g/k_B T)$ ) est plus importante que celle du courant de génération-recombinaison ( $\sim \exp(E_g/2k_B T)$ ). On peut alors utiliser le détecteur à même température mais profiter de performances accrues comme illustré Figure 1.11 par le cas (1) ou bien réduire la contrainte de température et utiliser le système à performances équivalentes, représenté par le cas numéro (2) [10] [21]. Cette approche permet donc la réduction du courant d'obscurité par le changement de régime limitant de courant G-R à courant de diffusion. Elle a cependant ses limites et l'exposition de la couche barrière lors de la gravure pour la délimitation des mésas peut être problématique puisqu'elle permet l'apparition de courants de surface. Ainsi elle peut bénéficier d'une approche de gravure légère (shallow etch) mais cela peut poser un problème d'apparition de crosstalk (diffusion des porteurs de charges depuis le méso où ils ont été photogénérés à des mésas adjacents) si ceux-ci ne sont pas assez délimités [18].

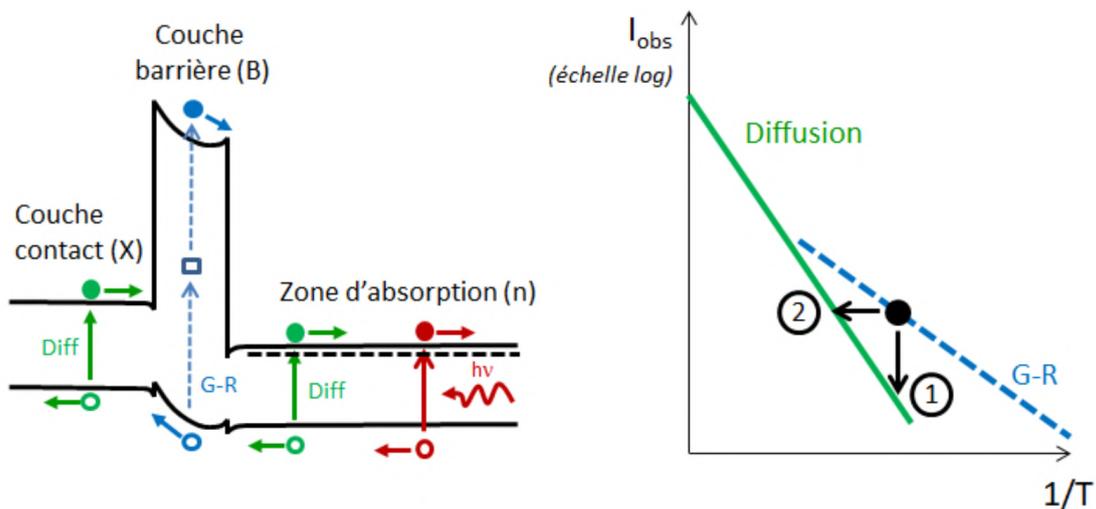


Figure 1.11 - Illustration du courant limitant dans les structures à barrière issue de [10]. À gauche : illustration des mécanismes principaux d'apparition du courant (G-R, diffusion et photocourant). À droite : illustration de la dépendance en température.

## Détecteurs fins

Une seconde approche prometteuse pour l'abaissement du courant d'obscurité est la réduction de l'épaisseur du détecteur. En effet, comme nous l'avons vu en partie 1.1.3, le courant de génération-recombinaison ainsi que celui de diffusion sont respectivement proportionnels à la largeur de la zone de charge d'espace et la largeur de la zone d'absorption (lorsque celle-ci est inférieure à la longueur de diffusion). Cette approche offre donc de nombreux avantages : elle est compatible avec la réalisation de photodiodes conventionnelles ou de structures à barrière; elle va de pair avec une plus petite quantité de matière consommée par détecteur (ce qui a un intérêt économique; écologique par la préservation des ressources et peut être particulièrement avantageux dans le cas de dépôt par des méthodes lentes); elle va dans le sens d'une meilleure collecte des charges photogénérées puisque le transport n'est plus limitant lorsque les épaisseurs sont faibles devant les longueurs de diffusion des porteurs de charges. Cependant cette stratégie est *a priori* incompatible avec l'obtention de rendements quantiques élevés. En effet, les matériaux constituant les absorbeurs infrarouges possédant un coefficient d'absorption fixé, une réduction de l'épaisseur du détecteur se fait au détriment d'une chute d'absorption laquelle entraîne une chute du rendement quantique externe du détecteur. Ce phénomène illustré Figure 1.12, souligne donc *a priori* la nécessité d'un compromis entre le courant d'obscurité et le rendement du détecteur.

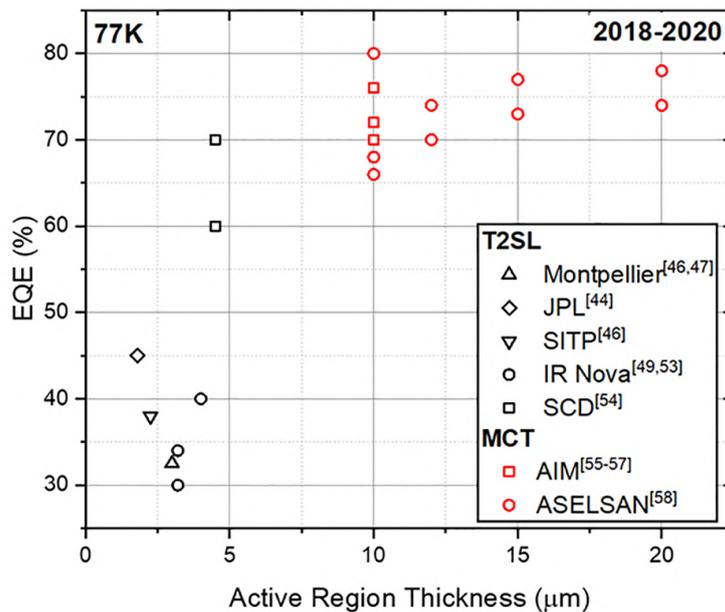


Figure 1.12 – Évolution de l'efficacité quantique comparée de détecteurs de différentes épaisseurs de région active; issu de [19].

La réduction de l'épaisseur du détecteur est donc une approche compatible avec les technologies de photodétecteurs actuellement utilisées avec les détecteurs super-réseau et qui est avantageuse vis-à-vis de la collecte des porteurs de charges photogénérés. Cependant elle s'accompagne d'une chute d'efficacité quantique avec laquelle il faut trouver un compromis ou bien qu'il faut compenser par une méthode complémentaire.

### 1.2.2 . Les détecteurs nanostructurés

Une stratégie d'augmentation de l'absorption des photodétecteurs est le recours à des résonateurs photoniques qui permettent de concentrer le champ et de piéger la lumière dans les détecteurs. La Figure 1.13 illustre le cas d'une structure conventionnelle de détecteur pouvant donner lieu à l'apparition de résonances Fabry-Perot ainsi qu'une structure proposant de piéger la lumière au sein du détecteur par mode guidé. Le recours à des résonateurs est présent dans la littérature dans de nombreux domaines de longueurs d'onde. C'est par exemple le cas dans le visible où cette approche permet de réduire la quantité de matière nécessaire à des cellules photovoltaïques [23]. On retrouve aussi cette approche dans le SWIR où des résonances de mode guidé ont pu être utilisées pour compenser la faible longueur de diffusion des porteurs de charge dans les matériaux à nanocristaux colloïdaux [24]. Dans le MWIR et LWIR on a pu voir appliquer cette méthode de différentes manières. Certains proposent une nanostructuration directe du matériau absorbant ou bien le recours à des couches métalliques pour la réalisation de cristaux photoniques afin de piéger la lumière dans un volume réduit [20]. L'utilisation de matériaux métalliques permet aussi d'exploiter des résonances d'origine plasmonique [25] [26] [27] [28]. Ce type de résonance permet de confiner le champ électromagnétique incident dans des volumes de dimensions sub-longueur d'onde et ainsi d'exalter l'absorption. Les métaux représentent donc de bons candidats pour la réalisation de structure résonantes puisqu'ils peuvent servir de support à différents types de résonances (GMR, plasmonique...). Cependant, les métaux ont quelques limitations pour leur application à la plasmonique infrarouge comme la complexité ajoutée par une étape de dépôt supplémentaire ou le fait que la géométrie des nanostructures représente le seul degré de liberté pour le choix des longueurs d'onde de résonances.

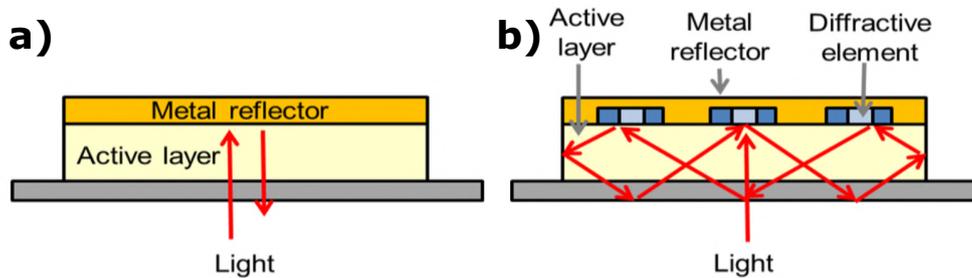


Figure 1.13 – Exemple de structures résonantes issu de [29]. a) Structure conventionnelle de détecteur. b) Structure GMR pour piégeage de la lumière.

Ainsi, le recours à des résonateurs permet d'exalter l'absorption de structures basées sur des photodétecteurs d'épaisseur réduite. Ceci représente une solution à des problématiques diverses comme la réduction de quantité de matière consommée, la faible longueur de diffusion des porteurs de charges ou la chute d'absorption consécutive à la réduction d'épaisseur des détecteurs. La permittivité diélectrique négative des métaux représente un avantage certain puisqu'elle permet de recourir à différents types de résonances. L'utilisation des métaux reste problématique et n'offre pas la plus grande flexibilité. Pour ces raisons, la photodétection infrarouge a vu se développer ces dernières années des structures intégrant des photodétecteurs dans des résonateurs basés sur d'autres matériaux.

### Avantages des semiconducteurs fortement dopés

Les semiconducteurs fortement dopés représentent des candidats idéaux au remplacement des métaux dans l'infrarouge. À dopage élevé, l'étude de leur indice complexe prévoit un comportement métallique pour les grandes longueurs d'onde. La partie réelle de leur indice optique devient négative au-delà de la longueur d'onde plasma, laquelle dépend du dopage. La Figure 1.14 issue de [30] présente l'évolution de la longueur d'onde plasma de l'InAs en fonction de la densité de porteurs de charge. Ainsi, en plus de leur grande variété, leur flexibilité en concentration de porteurs de charges libres représente un degré de liberté supplémentaire pour la conception de structures résonantes à une certaine longueur d'onde. Le fait que la longueur d'onde plasma soit ajustable illustre cela. Les pertes en leur sein sont plus élevées que celles des métaux mais les semiconducteurs fortement dopés offrent un confinement du champ élevé qui leur permet d'atteindre des exaltations du champ comparable dans l'infrarouge. Enfin la compatibilité de ces matériaux avec les procédés de fabrication des détecteurs est un attrait supplémentaire puisqu'elle permet l'intégration directe de détecteurs dans des structures résonantes [31].

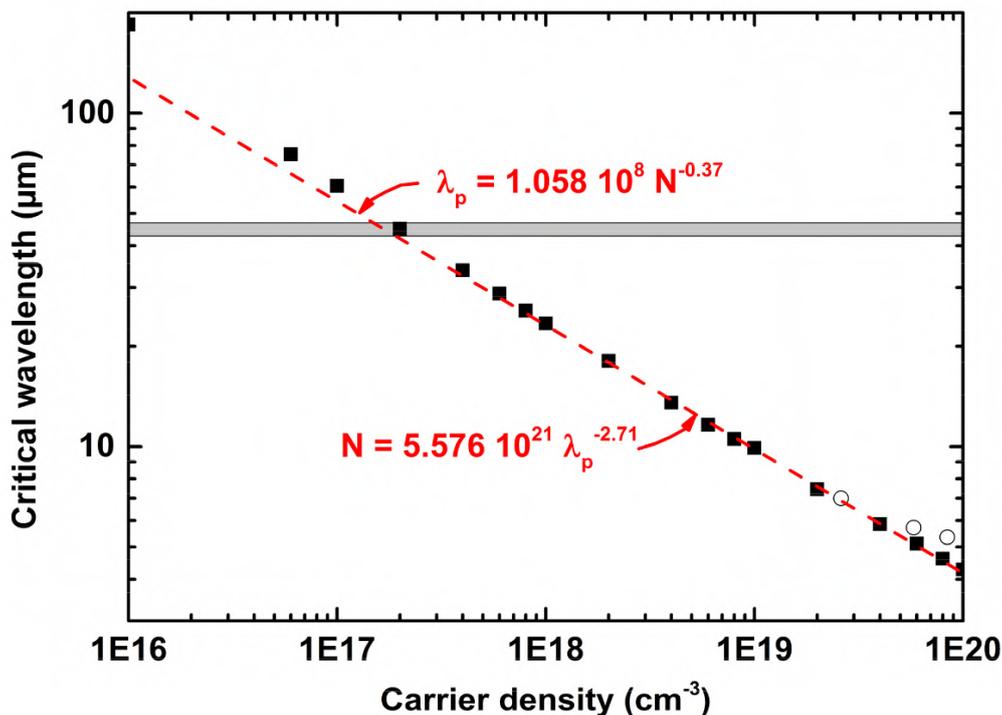


Figure 1.14 - Évolution de la longueur d'onde plasma de l'InAs en fonction de son niveau de dopage; issu de [30].

Pour ces raisons, on a pu voir dans la littérature de nombreux exemples où des structures habituellement métalliques étaient remplacées par des semiconducteurs fortement dopés (heavily doped Semiconductor en anglais). Ceci a donné lieu à la réalisation de structures optiques basées sur des résonances GMR [32] ou d'origine plasmonique [33] dans le LWIR ou dans le térahertz [34]. Dans ces

structures le semiconducteur fortement dopé a pu servir à la réalisation de miroirs ou de réseau "métallique". Certaines structures proposées intègrent directement un détecteur au sein de la structure résonante. Ainsi, [35] présentait en 2020 des photodiodes PIN en super-réseau intégrées dans des cavités Fabry-Perot résonant à 8 et 10  $\mu\text{m}$  et dont le miroir arrière est réalisé en super-réseau fortement dopé n. Cette approche leur a permis d'atteindre des rendements quantiques externes pour un détecteur inclus dans une cavité résonant à 8  $\mu\text{m}$  jusque 4,5 fois plus élevées que celle de détecteurs de même épaisseur sans cavité. Pour un détecteur inclus dans une cavité Fabry-Perot accordée à 10  $\mu\text{m}$ , un facteur 2,7 a été observé en comparaison au détecteur contrôle. En 2021, [36] proposait l'utilisation de ce même matériau pour la réalisation d'un détecteur MWIR à barrière, intégré dans un résonateur GMR. Cette structure est représentée Figure 1.15. Bien que n'ayant pas de propriétés métalliques à ces longueurs d'onde (car en deçà de la longueur d'onde plasma accessible même à fort dopage), cette utilisation souligne l'intérêt du matériau pour la réalisation de structures tout semiconducteur. Une amélioration du rendement quantique externe de plus d'un facteur 10 est rapportée à la longueur d'onde de résonance de l'une des structures testées. De même, [37] a proposé en 2023 un photodétecteur super-réseau LWIR à barrière d'épaisseur réduite, intégré dans une cavité résonante verticale constituée d'un premier miroir en super-réseau fortement dopé et du contact arrière métallique. Cette structure a été proposée dans le cadre de l'augmentation des températures de fonctionnement des détecteurs matriciels à super-réseau dans le LWIR. Il en a résulté un rendement quantique externe d'environ 25% à 10,8  $\mu\text{m}$  pour un détecteur de 346 nm d'épaisseur à 180 K.

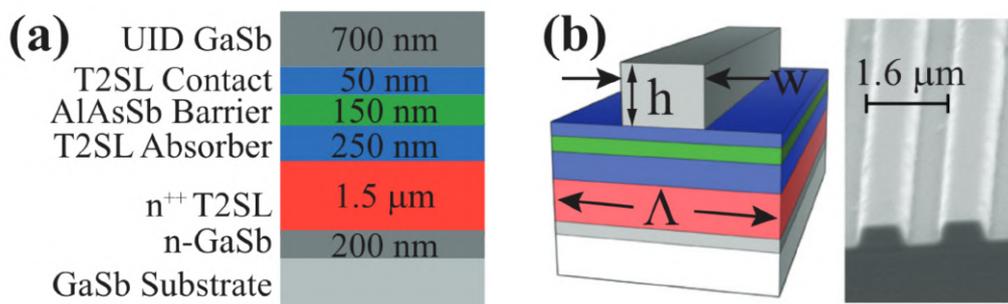


Figure 1.15 – Structure intégrant un détecteur en super-réseau MWIR dans une structure résonante en semiconducteur; issu de [36]. a) Empilement du détecteur. En gris le GaSb; en bleu et vert le détecteur à barrière; en rouge le semiconducteur fortement dopé servant de couche à faible indice. b) Représentation d'une période de la structure avec les paramètres étudiés au côté d'une coupe observée au microscope électronique à balayage.

L'intégration de détecteurs dans des structures résonantes réalisés en semiconducteurs fortement dopés présente donc des intérêts majeurs. Pour la flexibilité et les gains en absorption (et donc en rendement quantique externe) qu'elle permet, elle représente un moyen efficace de compenser les inconvénients inhérents à la réduction d'épaisseur des détecteurs. Cette approche est devenue l'une des pistes privilégiées pour l'augmentation des températures de fonctionnement des détecteurs en super-réseau.

### 1.3 . Conclusion de chapitre

En conclusion, la photodétection infrarouge est un domaine de recherche actif au vu de ses nombreuses applications. L'étude du rayonnement électromagnétique des objets dans ce domaine de longueurs d'onde permet d'acquérir des informations sur leur température et leur composition. Le domaine des infrarouges est divisé en plusieurs fenêtres de transparence atmosphériques dont la fenêtre LWIR (8-14  $\mu m$ ) qui correspond à l'émission maximale des objets à température ambiante.

Les nombreuses filières concurrentes (QWIP, MCT, T2SL etc) illustrent la multiplicité des problématiques technologiques à résoudre. Atteindre des rendements élevés et un courant d'obscurité faible sont les principaux enjeux auxquels doivent répondre les photodétecteurs. La filière super-réseau présente une bonne absorption qui mène à des rendements quantiques externes élevés pour des détecteurs de plusieurs micromètres d'épaisseur (quoiqu'inférieurs à ceux de la filière MCT) et son courant d'obscurité n'est généralement pas limité par des caractéristiques matériau. Ceci en fait un candidat d'intérêt pour la réalisation de détecteurs performants.

Il existe plusieurs stratégies pour la réduction du courant d'obscurité comme la réalisation de structures à barrière ou la réduction de l'épaisseur du détecteur. Cette dernière stratégie peut s'appliquer à des structures conventionnelles (photodiode simple) comme à des structures à barrière mais elle entraîne généralement une chute d'absorption et donc de rendement quantique. L'intégration du détecteur dans une structure résonante permet de contrebalancer cette chute d'absorption. Cependant la réalisation de telles structures en métal ne permet pas la plus grande flexibilité et complique l'intégration du détecteur en ajoutant des étapes de dépôt. Les semiconducteurs fortement dopés sont des candidats idéaux au remplacement des métaux pour la réalisation de structures résonantes dans le LWIR.

Pour ces raisons, nous proposons dans ces travaux la conception et l'étude de photodétecteurs fins intégrés dans des structures résonantes en tout semiconducteurs pour l'abaissement du courant d'obscurité et l'augmentation des températures de fonctionnement.

## 2 - Propositions de composants nanostructurés en tout semiconducteurs

Pour répondre à la problématique d'augmentation de la température de fonctionnement de détecteur, nous avons fait le choix d'intégrer des détecteurs d'épaisseur réduite dans des structures résonantes. Afin de concevoir ces structures et retenir celles d'intérêt, des simulations ont été menées. Le logiciel utilisé pour les simulations s'appelle RETICOLO [38]. C'est un logiciel de résolution des équations de Maxwell fondé sur la manipulation des matrices S à l'aide de la méthode Rigorous Coupled Wave Analysis (RCWA) [39]. À ce titre, il permet la simulation électromagnétique d'empilements de couches minces pouvant être structurées dans le plan des couches. Il propose la décomposition des champs E et H en séries de Fourier-Floquet pour le calcul des modes dans chaque couche puis de leur transmission d'une couche à l'autre. Ces calculs s'effectuent par l'intermédiaire des matrices S qui sont une transformée des matrices T, plus adaptées au calcul numérique. L'utilisateur y définit les géométries et indices des structures à étudier ainsi que les conditions d'éclairement (longueur d'onde, angle(s) d'incidence, polarisation). Le logiciel permet alors de calculer la transmission, la réflexion ou l'absorption de l'empilement mais aussi le champ électromagnétique au sein de la structure et sa dissipation. Dans ce chapitre nous proposons de revenir sur les choix de matériaux puis de structures et de géométries. Nous présenterons ensuite les résultats des simulations optiques qui représentent les performances attendues des architectures proposées. On s'intéressera en particulier à leur absorption totale ainsi qu'à leur absorption utile. La première correspond à l'absorption mesurable optiquement, par mesure de la réflectivité de la structure. La seconde est celle qui a lieu au sein du détecteur super-réseau, sans prendre en compte les pertes dans les couches de semiconducteur fortement dopé. Elle est ce à quoi correspondrait le rendement quantique externe dans le cas idéal d'une collecte parfaite des charges.

## 2.1 . Choix et modèle des matériaux

Le logiciel RETICOLO demande en données d'entrée les indices optiques des matériaux considérés. Dans cette section nous proposons de revenir sur le choix des matériaux utilisés et de présenter la façon dont leurs indices ont été modélisés.

### 2.1.1 . Le détecteur super-réseau InAs/GaSb

La technologie de détecteur retenue est celle des super-réseaux InAs/GaSb. Ceux-ci sont épitaxiés en accord de maille avec un substrat en GaSb. Les couches les constituant sont d'épaisseur de 14 monocouches atomiques, en anglais Monolayer (ML), d'InAs et 7 ML de GaSb pour une longueur d'onde de coupure permettant une bonne absorption sur toute la gamme de longueurs d'ondes visée de 8 à 12  $\mu m$ . Ce matériau n'a pas été modélisé par les couches le constituant mais il a été approximé comme un semiconducteur équivalent. Peu d'informations étaient disponibles dans la littérature sur l'indice complexe des super-réseaux fonctionnant sur nos gammes de longueurs d'onde. Une série de mesures disponible dans le MWIR (3-5  $\mu m$ ) [40] proposait, sur cette fenêtre, un indice de partie réelle d'environ 3,75 et de partie imaginaire comprise entre 0,15 et 0. Une modélisation de l'indice de super-réseaux InAs (15 ML) / GaSb (8ML) est proposée dans [41]. La longueur d'onde de coupure attendue est de 12  $\mu m$ . Cependant, la valeur de la partie imaginaire de son indice optique calculé atteignant 0,37 à 9  $\mu m$  nous a semblé optimiste. Après concertation avec l'IES, nous avons pris la valeur de 3,7 d'indice pour la partie réelle et une valeur de 0,1 pour la partie imaginaire. Cet indice complexe pris constant sur toute la gamme d'étude est une approximation brutale puisque l'on s'attend à ce que la partie imaginaire de l'indice du T2SL chute à la longueur d'onde de coupure. Cependant, cette hypothèse nous a permis de modéliser simplement les propriétés optiques des structures sans s'éloigner de la réalité expérimentale. En effet, les T2SL sont des structures dont la longueur d'onde de coupure est accordable. Nos détecteurs sont des photodiodes PIN dont l'indice optique du T2SL varie peu compte tenu des niveaux de dopage faibles.

### 2.1.2 . Le semiconducteur fortement dopé

L'élément permettant la résonance de nos structures n'est pas métallique comme proposé le plus fréquemment dans la littérature mais en InAsSb fortement dopé au silicium. Le choix de ce matériau a été fait pour ses propriétés métalliques dans le LWIR (partie réelle de la permittivité diélectrique négative). Cela permet son utilisation comme miroir ou comme support de résonances plasmoniques. Son accord de maille avec le T2SL permet de plus une intégration en tout semiconducteur, simplifiant les étapes technologiques par rapport à une utilisation de métal qui requiert un report du détecteur sur un support métallisé et une gravure du substrat de croissance (chip-flip) pour la réalisation d'un empilement similaire. De plus ce matériau est connu et maîtrisé par l'IES [31] et a servi dans notre laboratoire à la réalisation de filtres optiques fonctionnant sur nos gammes de longueur d'ondes [31]. [31] propose un modèle de Drude dont le paramétrage dépend du niveau de dopage de l'InAsSb. Pour nos simulations, l'indice de ce matériau a été modélisé à partir de mesures effectuées au sein du laboratoire sur des échantillons réalisés à l'IES (travaux présentés dans [42]). L'indice utilisé dans les simulations exposées ci-après est celui à 80 K, la température d'utilisation des photodétecteurs. Son niveau de dopage avait été évalué à  $6,24 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Les parties réelle et imaginaire de la permittivité diélectrique de l'InAsSb sont affichées Figure 2.1 aux côtés de celles de l'or pour comparaison.

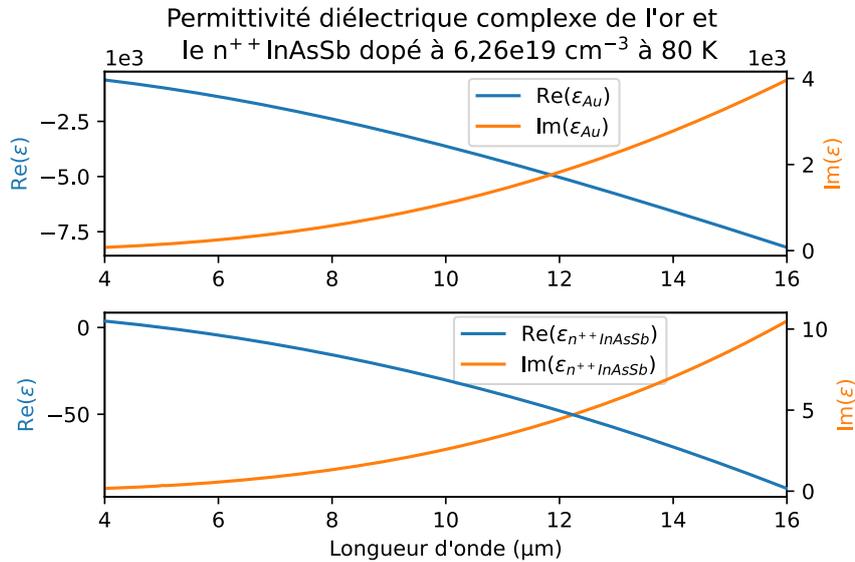


Figure 2.1 – Partie réelle et imaginaire de la permittivité diélectrique de l'or, échelle d'ordonnée  $10^3$  (haut) et de l'InAsSb fortement dopé, échelle d'ordonnée unitaire (bas). Les permittivité sont issues d'un modèle de Drude, paramétré à partir de [42].

On constate Figure 2.1 un comportement similaire de la permittivité diélectrique de l'or et de l'InAsSb fortement dopé (malgré plusieurs ordres de grandeur d'écart). En particulier, à la longueur d'onde de  $5 \mu\text{m}$  la partie réelle de la permittivité de l'InAsSb s'annule, lui conférant un comportement métallique au-delà de cette longueur d'onde. Ceci est mis à profit dans nos structures pour la réalisation de miroirs et de réseaux pouvant servir de support à la propagation de plasmons.

### 2.1.3 . Le GaSb

En première approximation le GaSb a été considéré non absorbant et pris d'indice réel constant de 3,7 sur toute la gamme de longueur d'onde d'étude. Ce modèle a été appliqué pour la modélisation de la couche séparatrice située en dessous du détecteur (c.f. section 2.2 ci-après) ainsi que pour le substrat. L'approximation d'absorption faible est d'autant plus justifiée que l'épaisseur de la couche séparatrice est réduite et que le substrat se situe en dessous du miroir arrière. La comparaison de cette approximation avec des modèles issus de la littérature [43], n'a pas montré de différences significatives dans les spectres des structures.

Nous avons ainsi modélisé les différents matériaux constituant nos structures et avons exploré diverses géométries pour l'intégration de nos détecteurs dans des structures résonantes.

## 2.2 . Architectures retenues

Les efforts de simulation se sont concentrés sur trois architectures différentes, proposées comme ouverture à la fin des travaux de la thèse précédente [42]. Cette thèse se concentrait sur l'étude de filtres infrarouge réalisés en semiconducteurs fortement dopés. Elle s'est conclue par la possibilité d'y intégrer directement les détecteurs. Les trois structures reposent sur l'insertion d'un détecteur d'épaisseur réduite dans un résonateur. Pour rappel, le détecteur fin permet de réduire le courant d'obscurité mais entraîne une baisse de l'absorption et le résonateur sert à contrebalancer la chute d'absorption.

### 2.2.1 . Structure Fabry-Perot

La première structure retenue est constituée d'un détecteur d'une épaisseur totale de 550 nm dans une cavité Fabry-Perot constituée d'un miroir semi-réfléchissant supérieur d'InAsSb de 200 nm et d'un miroir arrière de  $1 \mu m$  d'épaisseur. Elle est présentée Figure 2.2. Entre le détecteur et le miroir arrière est intercalée une couche séparatrice de GaSb de 200 nm. Cette couche a pour but de séparer la zone dopée P de la photodiode PIN du miroir d'InAsSb fortement dopé N. Ceci dans le but d'éviter la création d'un champ électrostatique à l'arrière du détecteur qui pourrait interférer avec la collecte des charges. Cette couche permet par ailleurs de convertir les électrons en trous par la jonction tunnel qu'elle forme avec l'InAsSb fortement dopé. Le choix a été fait de placer dans la photodiode PIN, la couche dopée N en haut et celle dopée P en bas. Ceci fait suite à des travaux menés sur les détecteurs T2SL d'épaisseur standard ( $4 \mu m$ ) au sein du laboratoire [8]. Ceux-ci ont montré que les rendements étaient plus élevés dans le cas où la zone "intrinsèque" de la photodiode était légèrement contre-dopée P que dans le cas où celle-ci était laissée telle que native (légèrement dopée N). Les porteurs de charges minoritaires dans la zone de charge d'espace sont alors les électrons et non les trous. Les électrons ayant une mobilité plus grande que celle des trous, la collecte des charges est améliorée et le rendement quantique externe s'en trouve augmenté. Le courant de diffusion est lui aussi dépendant de la mobilité des porteurs de charge minoritaire et il est donc lui aussi accru par le contre dopage de la couche centrale de la diode. Bien que cela soit désavantageux en ce qui concerne le courant d'obscurité, cela améliore donc le rendement quantique dans les photodétecteurs d'épaisseur standard. Au vu de la faible épaisseur de nos détecteurs, la mobilité devrait être suffisante pour permettre une bonne collecte des charges. Néanmoins le choix a été fait de légèrement contre-doper P la couche intrinsèque pour mettre toutes les chances de notre côté pour obtenir des rendements mesurables.

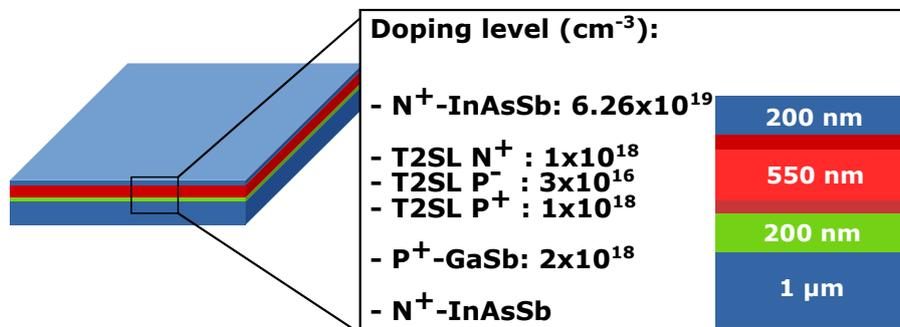


Figure 2.2 – Géométrie de la structure Fabry-Perot. En bleu, l'InAsSb fortement dopé, en rouge le T2SL (clair ou foncé en fonction du niveau de dopage), en vert la couche séparatrice de GaSb.

### Réponses optiques en incidence normale de la structure Fabry-Perot

La première grandeur d'intérêt est l'absorption de la structure en incidence normale. Cette grandeur est représentée pour la structure Fabry-Perot Figure 2.3. On constate que l'absorption de la structure est quasi-unitaire à la résonance ( $9,1 \mu m$ ). Son absorption utile, c'est-à-dire celle qui a lieu au sein du T2SL et qui participera donc à la photogénération de porteurs de charge, est présentée en pointillés. Elle atteint 55% à la résonance. Une rapide comparaison avec l'absorption utile sans couche supérieure d'InAsSb (en violet) montre l'intérêt de celle-ci. Elle permet de ramener la résonance sur les plus courtes longueurs d'onde de la fenêtre visée, là où il est probable que le T2SL ait une bonne réponse ce qui permet de maximiser l'absorption, en conservant une épaisseur réduite. L'absorption utile est supérieure à celle rapportée dans la littérature (l'absorption utile simulée est de 40% pour une résonance à  $10 \mu m$  dans [35]). Une explication possible de cet écart est l'approximation faite sur l'indice complexe du T2SL dans nos simulations ; qui est supposé constant sur la bande 8-14  $\mu m$ .

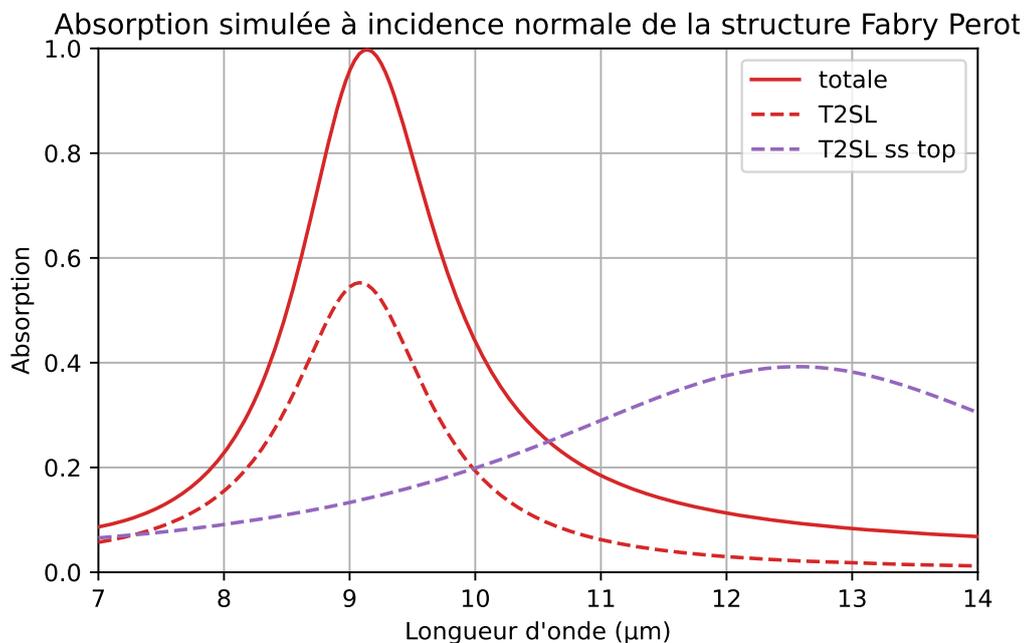


Figure 2.3 – Spectre d'absorption de la structure Fabry-Perot en incidence normale. En trait plein rouge l'absorption totale de la structure, en pointillés rouges l'absorption utile et en pointillés violets l'absorption sans la couche supérieure d'InAsSb.

### Dissipations dans la structure Fabry-Perot

Comme observé avec l'absorption, il est important de déterminer où a lieu la dissipation de l'énergie incidente au sein de la structure puisque cela va déterminer la part d'absorption utile et celle des pertes. Pour cela, on s'intéresse à la carte de dissipation qui correspond à la norme du champ électrique multipliée par la partie imaginaire de l'indice en plusieurs points de la structure :  $\|\vec{E}\| \text{Im}(\epsilon)$ . La carte de dissipation de la structure Fabry-Perot à sa longueur d'onde de résonance est donnée Figure 2.4. On constate qu'une part conséquente de l'absorption a lieu dans le détecteur mais aussi une part significative dans la couche supérieure d'InAsSb. On remarque aussi la forme de l'absorption au sein de la structure qui est en accord avec une résonance Fabry-Perot du premier ordre.

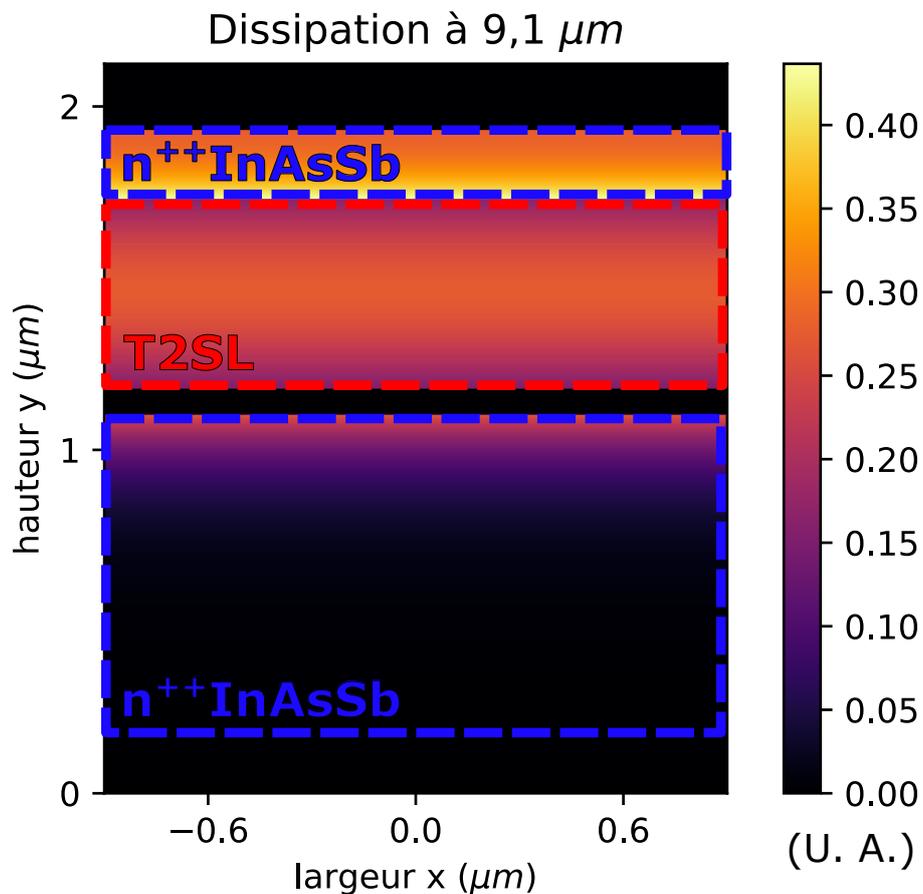
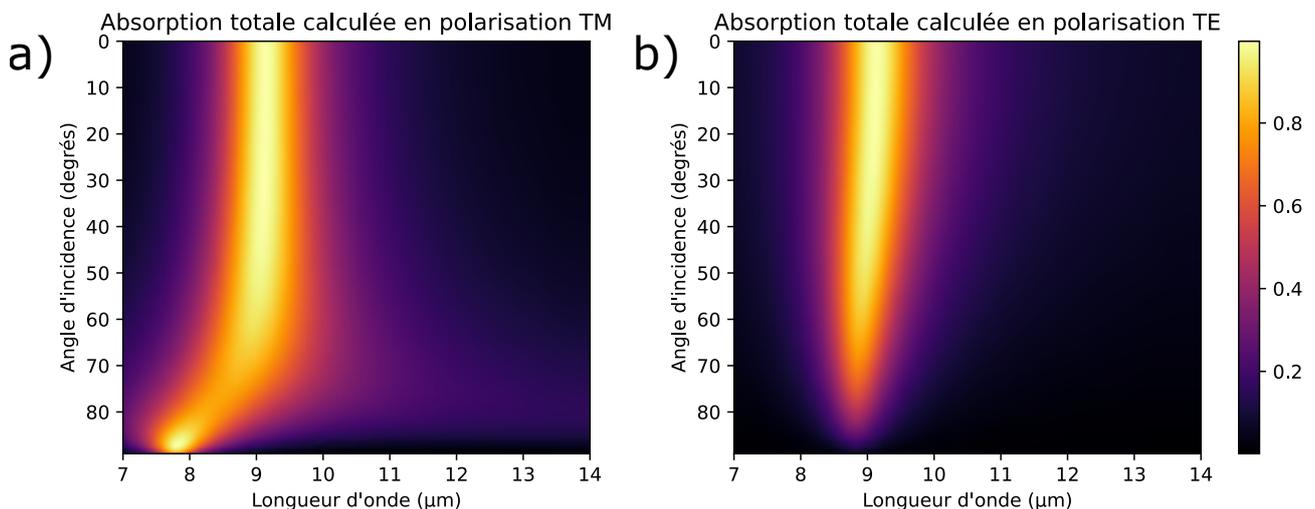


Figure 2.4 – Carte de dissipation dans la structure Fabry-Perot à la résonance. Image donnée en unités arbitraires. En lignes pointillées sont superposées les délimitations des principaux matériaux. Comme précédemment, en rouge le photodétecteur super-réseau et en bleu l'InAsSb fortement dopé.

### Réponse en angle de la structure Fabry-Perot

Dans un système réel, avec l'utilisation de lentilles, un détecteur ne reçoit pas un flux uniquement en incidence normale. Il est donc nécessaire d'évaluer la stabilité angulaire du spectre des différentes structures. Pour ce faire, le tracé de l'absorption totale en diagramme de dispersion est un outil adapté puisqu'il correspond à l'évolution de l'absorption totale avec l'angle d'incidence.

La Figure 2.5 présente les diagrammes de dispersion de la structure Fabry-Perot à deux polarisations. Celles-ci correspondent à un éclairage respectivement transverse magnétique (TM) pour la Figure 2.5 a), où le champ magnétique est normal au plan d'incidence, et transverse électrique (TE) pour la Figure 2.5 b). La seule résonance Fabry-Perot est visible sur les deux diagrammes. Son évolution variable d'un diagramme à l'autre est attribuable aux coefficients de Fresnel qui donnent des niveaux de réflectivités différents en fonction de la polarisation. On remarque que la réponse est relativement stable jusqu'à 70 degrés pour les deux polarisations malgré un léger décalage de la réponse en polarisation TE (b). Nous attribuons la cassure au-delà de 70° en TM (a) à l'angle de Brewster.



Cette architecture basée sur un Fabry-Perot a été proposée car, en plus de son absorption renforcée par le résonateur, sa structure simple devrait permettre de lever certaines interrogations quant aux indices des matériaux. Cette structure n'est pas sensible à la polarisation. Elle offre une absorption élevée (55% à la résonance) malgré sa faible épaisseur. Enfin elle présente une bonne stabilité angulaire jusqu'à 70 degrés.

### 2.2.2 . Structure multi-résonante épaisse

La deuxième structure étudiée est constituée d'une photodiode PIN intégrée entre un réseau et un miroir tous deux en InAsSb fortement dopé. Une illustration en est donnée Figure 2.6. L'épaisseur de son détecteur est de  $1,6 \mu m$ . Ceci est déjà réduit par rapport à un détecteur standard en T2SL qui est généralement de plusieurs microns [19]. Cette épaisseur est pourtant la plus importante dans les structures étudiées et nous nous y référerons donc en tant que structure "épaisse". Le réseau situé en surface de la structure épaisse a un pas de  $p = 3,5 \mu m$  et une largeur de ruban de  $w = 2,3 \mu m$ . Les couches les plus profondes sont identiques à celle de la structure précédente avec une couche séparatrice de GaSb de 200 nm et un miroir de  $1 \mu m$  d'épaisseur.

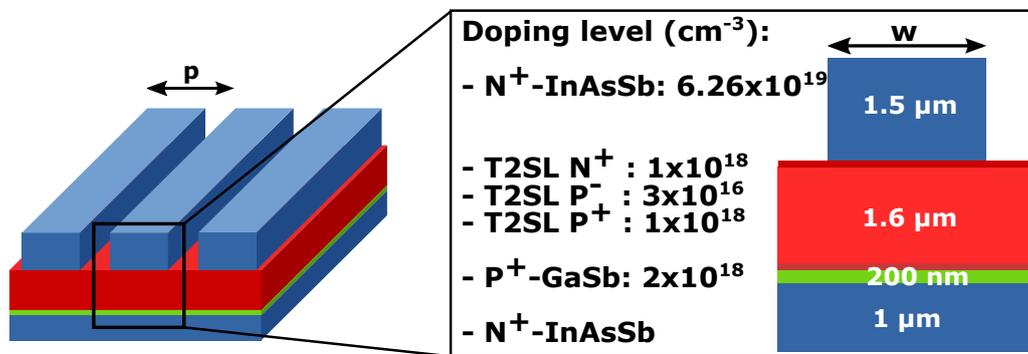


Figure 2.6 – Géométrie de la structure multi-résonante épaisse. Même code couleur que précédemment.

### Réponses optiques en incidence normale de la structure multi-résonante épaisse

Le spectre d'absorption en incidence normale de la deuxième structure est donné Figure 2.7. Cette structure étant surmontée d'un réseau à une dimension, elle est sensible à la polarisation. Les absorptions sont données pour les deux polarisations : avec un champ électrique parallèle aux rubans du réseau ( $E_{\parallel}$ ) et avec un champ perpendiculaire à ceux-ci ( $E_{\perp}$ ). La polarisation qui nous a particulièrement intéressé pour la conception des structures est  $E_{\perp}$ . Ceci correspond à la courbe bleue. Ce spectre présente de multiples résonances sur la gamme de longueurs d'ondes considérée. Ceci assure une absorption accrue sur une large bande. L'absorption utile en pointillés bleus a une valeur moyenne de 55% entre 7,8 et 10,5  $\mu m$ . L'absorption dans la seconde polarisation  $E_{\parallel}$  est représentée par la courbe rouge. Elle est faible sur toute la gamme spectrale explorée. La courbe en pointillés violette correspond à l'absorption utile d'une structure sans le réseau supérieur d'InAsSb. Elle laisse apparaître une résonance Fabry-Perot. Le réseau en surface de la structure apporte donc une sélectivité en polarisation et les multiples résonances qu'il fait apparaître permettent une absorption large bande.

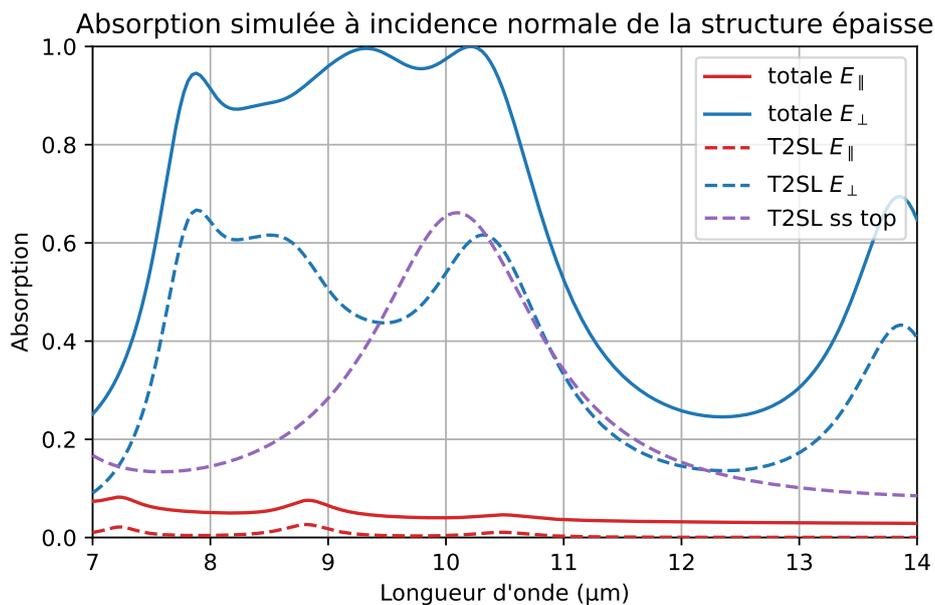


Figure 2.7 - Spectre d'absorption de la structure épaisse. En trait plein rouge et bleu l'absorption totale en polarisation respectivement  $E_{\parallel}$  et  $E_{\perp}$ , en pointillés les absorptions utiles correspondantes. En pointillés violets, l'absorption utile sans le réseau.

### Dissipations dans la structure multi-résonante épaisse

Les cartes de dissipation au sein de la structure sont présentées Figure 2.8. On y remarque un comportement différent en fonction de la longueur d'onde. À 7,9 et 8,4  $\mu\text{m}$ , la dissipation a majoritairement lieu dans le détecteur en super-réseau, là où elle se concentre sous le ruban d'InAsSb à 10,35  $\mu\text{m}$ . La première carte de dissipation (à 7,9  $\mu\text{m}$ ) présente une forme compatible avec une résonance de mode guidé. Le réseau diffracte la lumière incidente qui est alors piégée dans le guide d'onde que représente la couche de T2SL. À 8,4  $\mu\text{m}$ , la dissipation est uniformément répartie dans le détecteur dans la direction horizontale (x) et présente dans la direction verticale (y) deux maxima et une bande centrale sans absorption. Par l'analogie entre une cavité Fabry-Perot et l'expérience de la corde de Melde, on distingue deux ventres et un noeud dans la direction de propagation. Ceci semble indiquer une résonance Fabry-Perot d'ordre 2. Nous attribuons à la résonance à 10,35  $\mu\text{m}$  (c), une origine plasmonique en raison de la forte concentration du champ à proximité du ruban d'InAsSb.

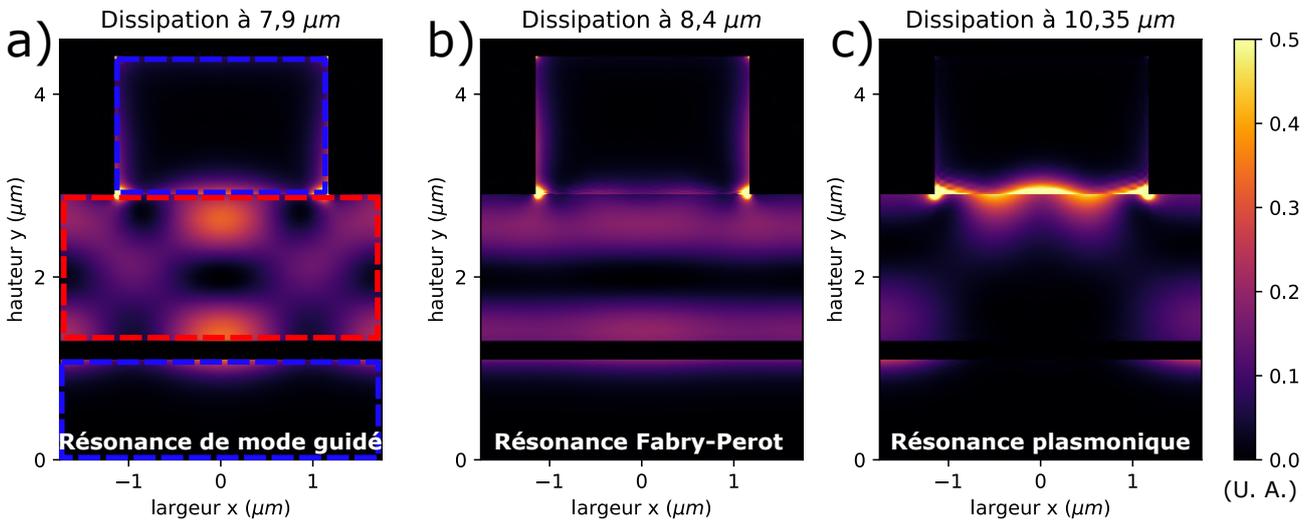
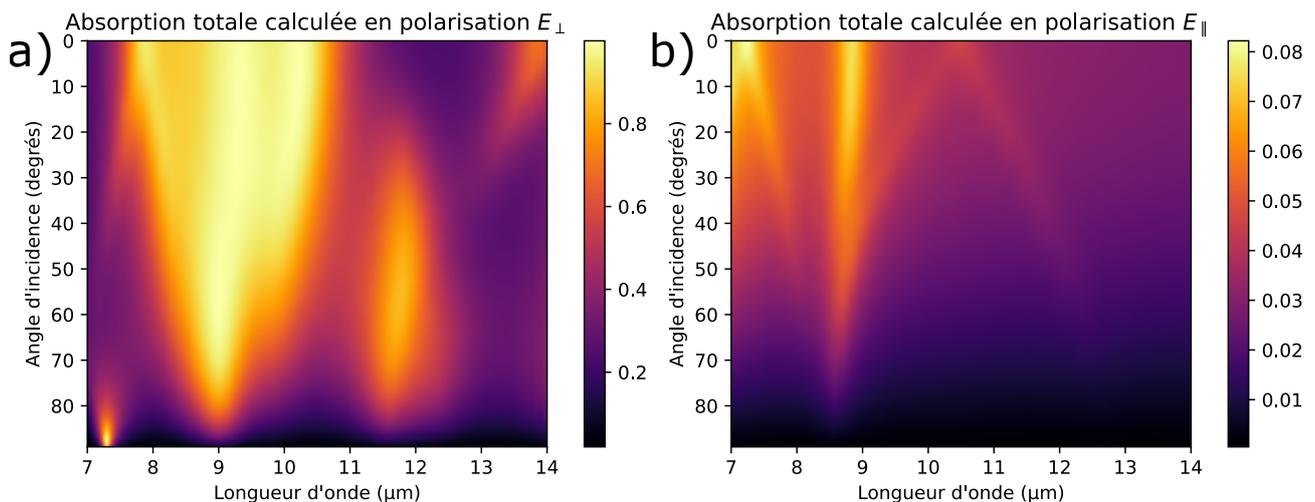


Figure 2.8 – Cartes de dissipation en polarisation  $E_{\perp}$  dans la structure épaisse à 7,9  $\mu\text{m}$  a), 8,4  $\mu\text{m}$  b) et 10,35  $\mu\text{m}$  c). Sur la carte de dissipation a) est superposée la délimitation des matériaux principaux. En rouge le photodétecteur super-réseau et en bleu l'InAsSb fortement dopé.

### Réponse en angle de la structure multi-résonante épaisse

On présente sur la Figure 2.9 les diagrammes de dispersion en longueur d'onde de la structure épaisse. Pour cette étude angulaire, le plan d'incidence a été pris normal à la direction des rubans du réseau. Le cas d'une variation de l'angle entre les rubans et le plan d'incidence a lui aussi été étudié sans montrer de grande variation (c.f Annexe A). Il ne sera pas présenté ici. En polarisation  $E_{\perp}$  (a) de multiples résonances sont visibles. Leur comportement est divers. En particulier on constate que la résonance à plus faible longueur d'onde présente une fourche caractéristique des résonances faisant intervenir la diffraction par le réseau tel qu'une résonance de mode guidé. La superposition des autres résonances ne permet pas une analyse simple de leur nature. On constate un resserrement de l'absorption avec l'augmentation de l'angle d'incidence. La stabilité reste acceptable jusqu'à un angle de  $30^{\circ}$  ce qui correspond à une lentille d'une ouverture numérique de 0,5. Ceci est compatible avec une utilisation en plan focal qui nécessite l'utilisation d'une lentille afin de former l'image de la scène observée. La Figure (b) montre distinctement les trois résonances participant à l'absorption dans le cas TE. On observe deux résonances à la forte diffraction et une résonance Fabry-Perot.



Cette structure a été retenue pour son absorption utile élevée (environ 55%) sur la fenêtre 8-10,5  $\mu m$ . Sa forte dépendance à la polarisation en fait une structure d'intérêt pour la fonctionnalisation de pixels. Différents mécanismes de résonances participent à son absorption. Sa réponse est relativement stable pour les incidences jusqu'à 30 degrés ce qui en fait un détecteur pouvant être intégré dans un système réel.

### 2.2.3 . Structure multi-résonante Fine

La troisième structure repose elle aussi sur une photodiode T2SL intégrée entre un miroir et un réseau. Le détecteur est cette fois-ci d'une épaisseur de 300 nm, très réduite par rapport aux détecteurs standards. La période du réseau est de  $3,5 \mu m$  pour une largeur de ruban de 400 nm. La couche séparatrice de GaSb fait une épaisseur de 100 nm et le miroir arrière fait là encore  $1 \mu m$ .

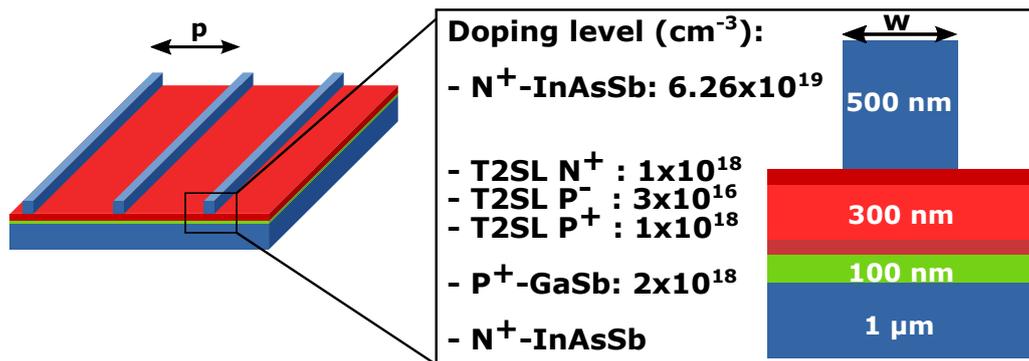


Figure 2.10 – Géométrie de la structure multi-résonante fine. Même code couleur que précédemment.

### Réponses optiques en incidence normale de la structure multi-résonante fine

La Figure 2.11 montre le spectre d'absorption de la structure fine. Comme celui de la structure épaisse, il est tracé pour différentes polarisations. En polarisation  $E_{\perp}$  (courbes bleues) on constate de multiples résonances présentes dans les spectres d'absorption totale et utile. L'absorption utile est d'environ 38% entre 9 et 12  $\mu m$ . On distingue pour celle-ci trois résonances. En polarisation  $E_{\parallel}$  (courbes rouge) on ne distingue qu'une seule résonance centrée sur 8,8  $\mu m$ . Le spectre d'absorption de la structure sans réseau présente lui aussi une résonance Fabry-Perot.

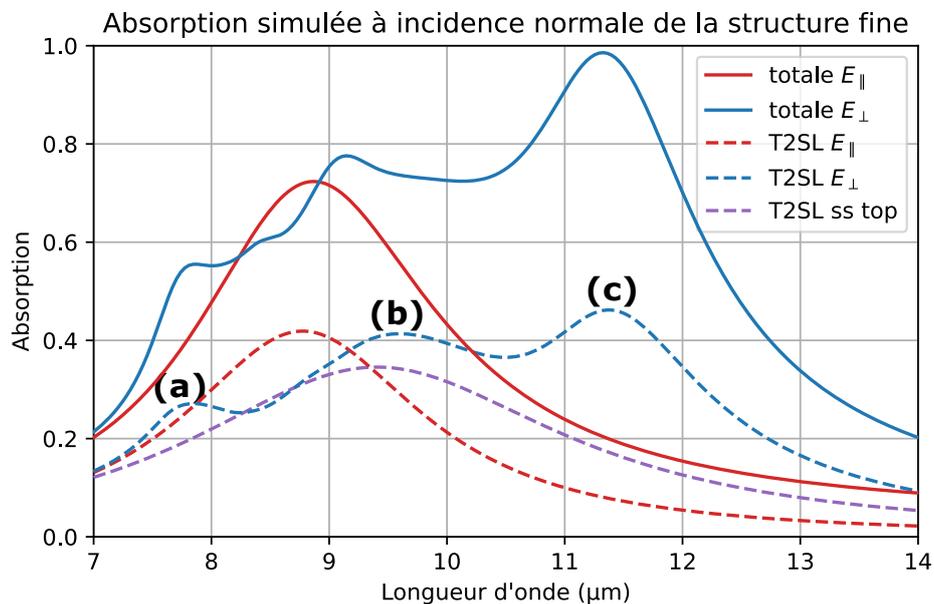


Figure 2.11 – Spectre d'absorption de la structure Fine. En trait plein rouge et bleu l'absorption totale en polarisation respectivement  $E_{\parallel}$  et  $E_{\perp}$ , en pointillés les absorption utiles correspondantes. En pointillés violets, l'absorption utile sans le réseau. Indexée (a), (b) et (c) : les trois résonances principales visibles sur le spectre d'absorption utile.

### Dissipations dans la structure multi-résonante fine

Sur la Figure 2.12, sont représentées les cartes de dissipation aux trois résonances observées dans l'absorption utile. Si la première, (a) à  $7,8 \mu\text{m}$ , et la troisième (c) à  $11,3 \mu\text{m}$  concentrent l'absorption sous le réseau; la deuxième résonance, (b) à  $9,6 \mu\text{m}$  montre surtout une absorption entre les rubans. La forme des résonances à  $7,8$  et  $11,3 \mu\text{m}$  indique une origine plasmonique pour celles-ci par la dissipation fortement concentrée sous le ruban d'InAsSb.

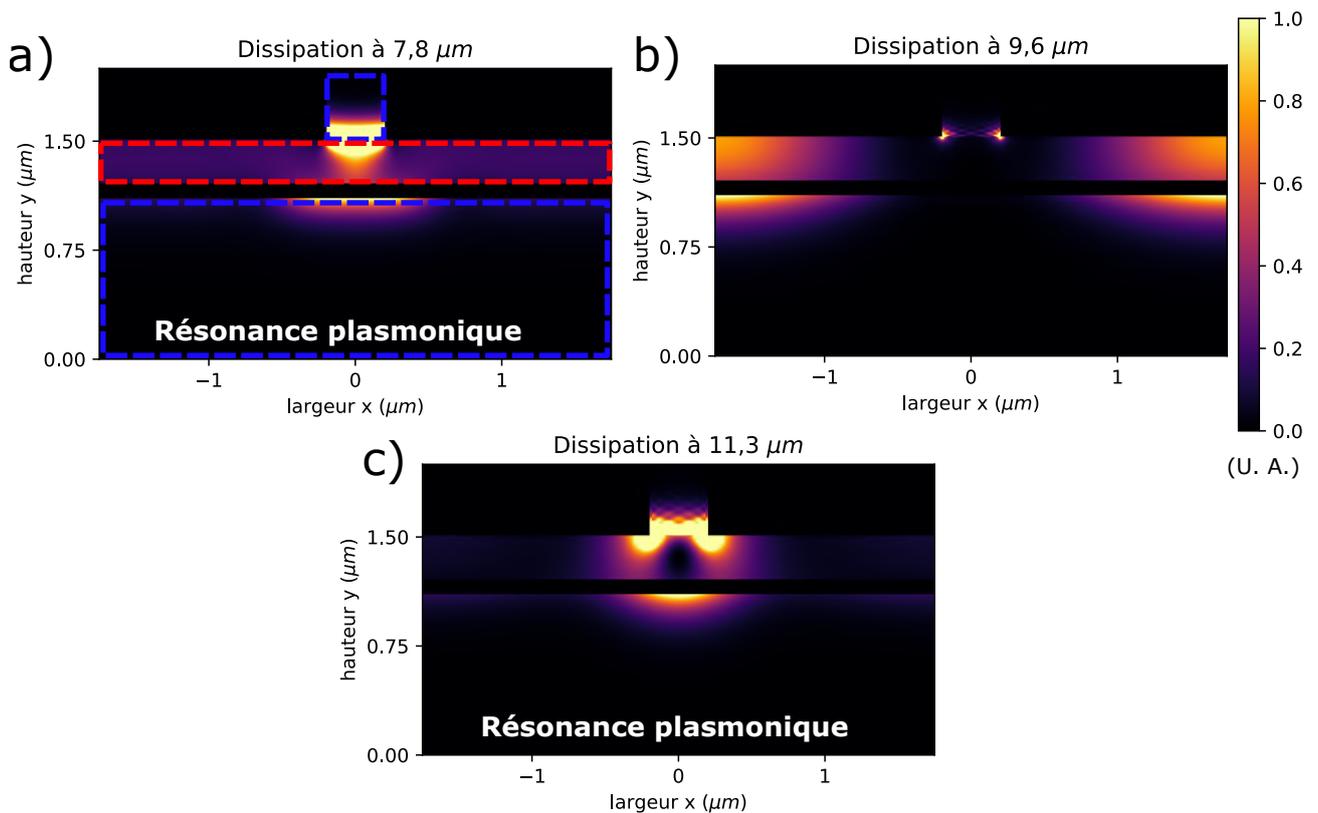


Figure 2.12 – Cartes de dissipation en polarisation  $E_{\perp}$  dans la structure Fine à  $7,9 \mu\text{m}$  a),  $9,6 \mu\text{m}$  b) et  $11,3 \mu\text{m}$  c).

### Réponse en angle de la structure multi-résonante fine

Sur la Figure 2.13 on a, de même que précédemment, les diagrammes de dispersions des absorptions en éclairage  $E_{\perp}$  et  $E_{\parallel}$ , de la structure fine cette fois-ci. La Figure 2.13 a) présente de multiples résonances proches les unes des autres. Celles à 7,8 et 11,3  $\mu\text{m}$  ont été attribuées d'après les cartes de dissipation à une origine plasmonique. On remarque la très grande stabilité angulaire de l'absorption jusqu'à 80°. La réponse en polarisation TE laisse apparaître une résonance principale. Celle-ci évolue en longueur d'onde et en intensité avec l'angle d'incidence. Ceci pourrait être attribué à une résonance Fabry-Perot dont le facteur de qualité augmenterait avec l'angle d'incidence. L'évolution des coefficients de Fresnel avec l'angle peuvent expliquer l'augmentation de la réflectivité des miroirs et donc l'affinement de la résonance et son augmentation en intensité.

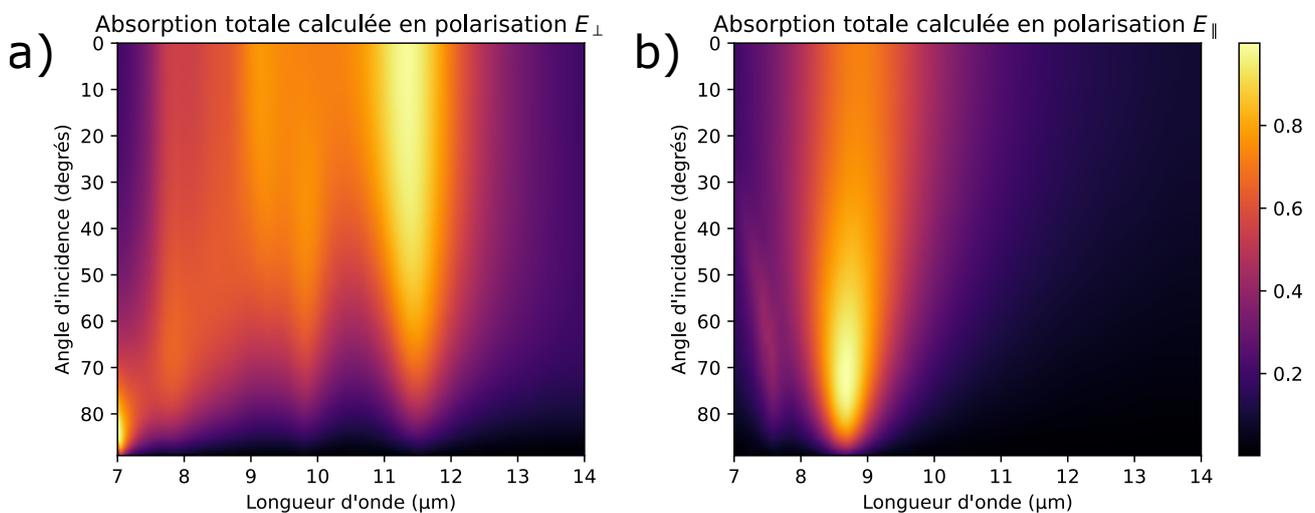


Figure 2.13 – Diagramme de dispersion de l'absorption totale normalisée en polarisation TM a) et TE b) de la structure Fine.

Cette structure a été retenue pour son absorption utile élevée (environ 38%) sur la fenêtre 9-12  $\mu\text{m}$  et son épaisseur très réduite par rapport à un détecteur standard (300  $\text{nm}$  contre plusieurs microns). Cette épaisseur très réduite promet un courant d'obscurité réduit. Son spectre d'absorption est très stable angulairement jusqu'à 80 degrés.

Ces travaux de simulation ont donc permis de dégager trois structures d'intérêt et d'étudier leurs propriétés optiques en amont de leur réalisation. Ils ont montré l'intérêt *a priori* de structures résonantes pour l'augmentation de l'absorption optique au sein des détecteurs. Nous avons aussi montré que les structures proposées seraient appropriées pour une intégration dans des systèmes optiques grâce à leur grande acceptance angulaire. Plusieurs questions restent néanmoins en suspens quant à l'influence de l'épaisseur réduite des détecteurs sur le courant d'obscurité et la collecte des charges photogénérées. Les études des chapitres 3 et 4 tenteront d'apporter quelques éléments de réponse sur ces questions.



## 3 - Étude expérimentale optique et électro-optique de détecteurs fins non structurés

Dans ce chapitre nous proposons de restreindre l'étude à des détecteurs fins non nanostructurés. Cette restriction du champ d'étude nous a semblé utile car elle permet l'étude de l'apport de la réduction d'épaisseur du détecteur ainsi que celle de l'ajout d'une structure résonante sans avoir à prendre en compte les géométries réelles d'éventuelles nanostructures comme nous le verrons au chapitre 4. Après avoir présenté les échantillons, nous nous intéresserons à l'étude de leurs propriétés optiques puis nous nous attarderons sur leur caractérisation électro-optique. Pour chacune des deux caractérisations, les montages ainsi que leur fonctionnement seront détaillés, puis, nous analyserons les mesures et discuterons l'apport des détecteurs fins pour la réduction du courant d'obscurité et de la structure résonante pour l'augmentation de l'absorption.

### 3.1 . Présentation des échantillons

Dans ce chapitre seront présentées les mesures réalisées sur trois échantillons issus de deux séries d'épitaxies : C17XX et C20XX. La série d'épitaxies 17XX s'étant montrée inexploitable en tant que détecteurs en raison de problèmes électriques, elle sera utilisée pour des caractérisations purement optiques. Les échantillons de la série C20XX seront utilisés pour des caractérisations optiques et électro-optiques.

Les échantillons C2000-REF, C1756-FP et C2032-FP permettent une discussion sur les indices optiques des matériaux car leur géométrie simple (non nanostructurée) réduit le nombre d'inconnues pour l'explication des spectres de réflectivité. Les structures C1736-FP et C2032-FP serviront à l'étude de détecteurs inclus dans une cavité Fabry-Perot constituée des deux miroirs en InAsSb fortement dopé. L'échantillon C2000-REF servira de référence pour un détecteur T2SL sans résonateur. Ces mesures permettront de plus une comparaison entre le spectre d'absorption et la réponse électro-optique de C2032-FP. L'étude électro-optique permet la mesure du courant d'obscurité de diodes de différentes tailles et la mesure du rendement quantique externe de plusieurs diodes de  $500 \mu\text{m}$  de diamètre, ceci à différentes températures de détecteur.

Les épitaxies des trois échantillons sont présentées Figure 3.1. Les deux premiers proposent un photodétecteur fin inséré entre deux couches d'InAsSb fortement dopées. Ils sont respectivement nommés C1736-FP et C2032-FP. La seule différence entre ces deux échantillons est l'épaisseur de la couche séparatrice en GaSb qui est de 150 nm pour C1736-FP et de 200 nm C2032-FP. Le troisième échantillon, appelé C2000-REF, présente un empilement identique à celui de C2032-FP à l'exception des deux couches d'InAsSb dopé à  $4,8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  qui sont remplacées par des couches d'InAsSb plus faiblement dopées, à  $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , d'épaisseur de 20 et 50 nm respectivement : elles sont donc peu réfléchissantes. On peut noter que, comme exposé dans la sous-section 2.2.1, en pratique la zone centrale de la photodiode T2SL est légèrement contre-dopée P afin de s'assurer qu'elle ne soit pas légèrement dopée N (telle que nativement) car cela est favorable au rendement quantique.

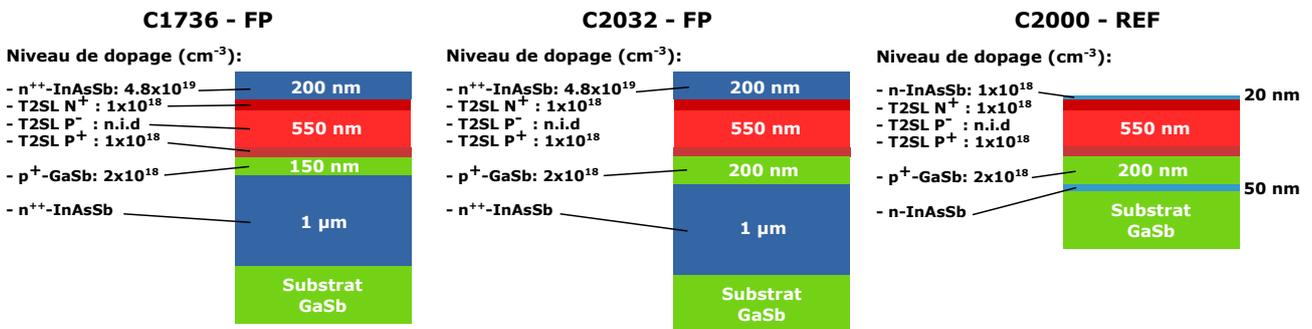
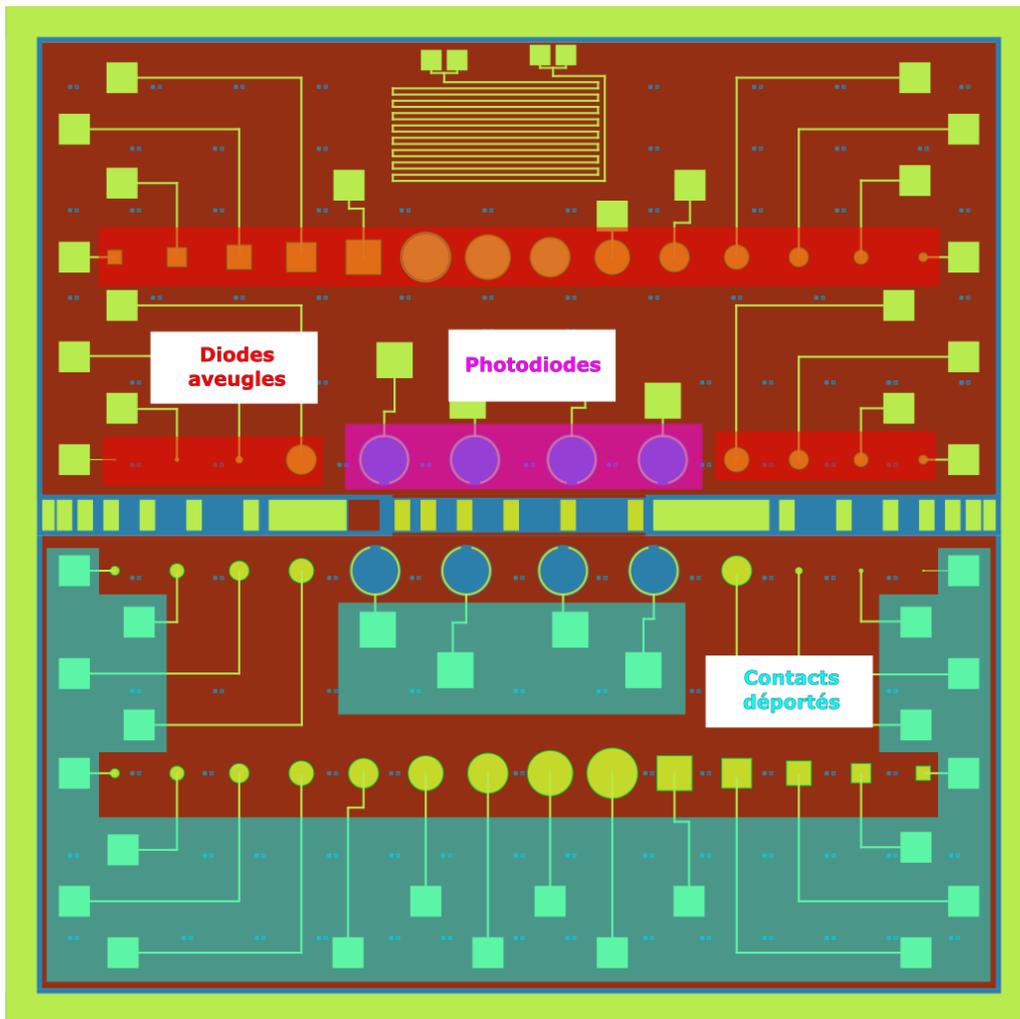


Figure 3.1 – Schéma des empilements des trois échantillons : les deux échantillons présentant une cavité Fabry-Perot et l'échantillon de référence. En vert le GaSb, en rouge le super-réseau foncé ou clair en fonction du niveau de dopage, en bleu clair l'InAsSb dopé et en bleu foncé l'InAsSb fortement dopé. La zone centrale du détecteur correspond à la zone non dopée ("n.i.d" pour non-intentionnaly doped).

Sur ces épitaxies, des étapes de lithographie, de métallisation et de passivation ont été réalisées afin de délimiter les diodes et de rendre possible la prise de contact électrique. La gravure et les connexions des échantillons sont effectuées selon un masque de lithographie développé à l'IES représenté Figure 3.2. Chaque échantillon comporte des diodes aveugles (dont la surface est entièrement métallisée) de différentes tailles allant de 25 à 500  $\mu\text{m}$  de diamètre. Il comporte par ailleurs huit photodiodes de 500  $\mu\text{m}$  de diamètre. Ce sont les huit cercles centraux dont la surface a été laissée nue à l'exception d'un anneau extérieur permettant la collecte des charges photo-générées. Le contact de chaque diode aveugle ou photodiode est déporté via une piste d'or jusqu'à une pastille sur laquelle sera pris le contact du bonding reliant l'échantillon à son support.



1 cm

Figure 3.2 – Masque de gravure, métallisation et passivation des échantillons. En jaune la métallisation en or; en bleu la surface de l'épitaxie sans passivation; en marron la surface passivée. La surface en transparence en rouge montre les diodes aveugles, celle en fuchsia les photodiodes, en turquoise les contacts déportés. Masque conçu par l'IES.

Un résumé des étapes technologiques permettant la réalisation des échantillons à partir des épitaxies est donné en Annexe B.

Un schéma du profil des diodes après gravure, passivation et dépôt d'or est donné figure 3.3. La passivation en surface est effectuée à l'aide de résine AZ1518. Cette couche à un rôle de protection des surfaces gravées et permet de limiter le courant d'obscurité surfacique. Le contact électrique supérieur est pris, pour les photodiodes, par un anneau en or sur le bord de sa surface. Il est ensuite déporté au moyen d'une piste jusqu'au contact sur lequel aura lieu le pontage (câblage par fil micrométrique appelé bonding en anglais). Pour les diodes aveugles, le contact supérieur recouvre l'entièreté de la surface de la diode. Dans les deux cas, le contact inférieur a lieu par l'arrière de l'échantillon via une métallisation en or au-dessous du substrat.

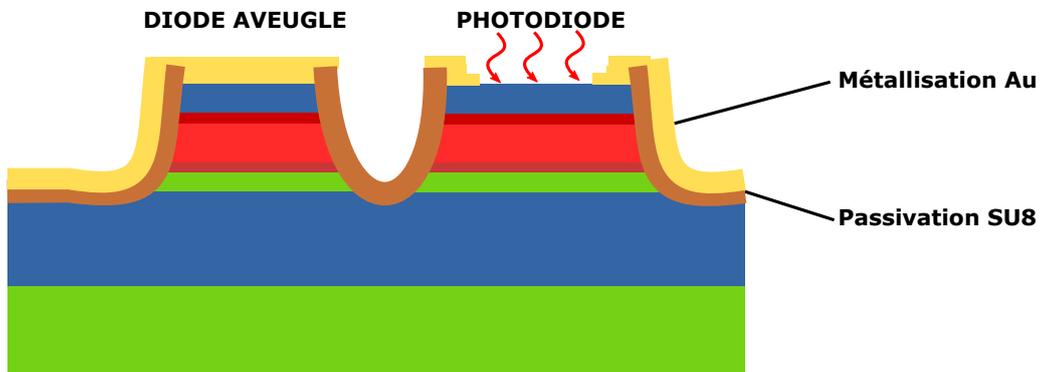


Figure 3.3 – Schéma en coupe de l'échantillon laissant apparaître deux diodes. Une diode aveugle (à gauche) et une photodiode (à droite). Comme précédemment, en vert le GaSb, en rouge le super-réseau foncé ou clair en fonction du niveau de dopage, en bleu foncé l'InAsSb fortement dopé, en marron la résine AZ1518 et en jaune l'or.

## 3.2 . Étude des propriétés optiques

### 3.2.1 . Banc de caractérisation optique

Les mesures en réflexion ont été réalisées à l'aide d'un instrument commercial : un système de microscope couplé à un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier de modèle Vertex 70. Cet instrument est produit par la société Bruker sous le nom Hyperion. Un schéma en est donné Figure 3.4. Ce montage permet la caractérisation en transmission et en réflexion d'échantillons placés sous le microscope.

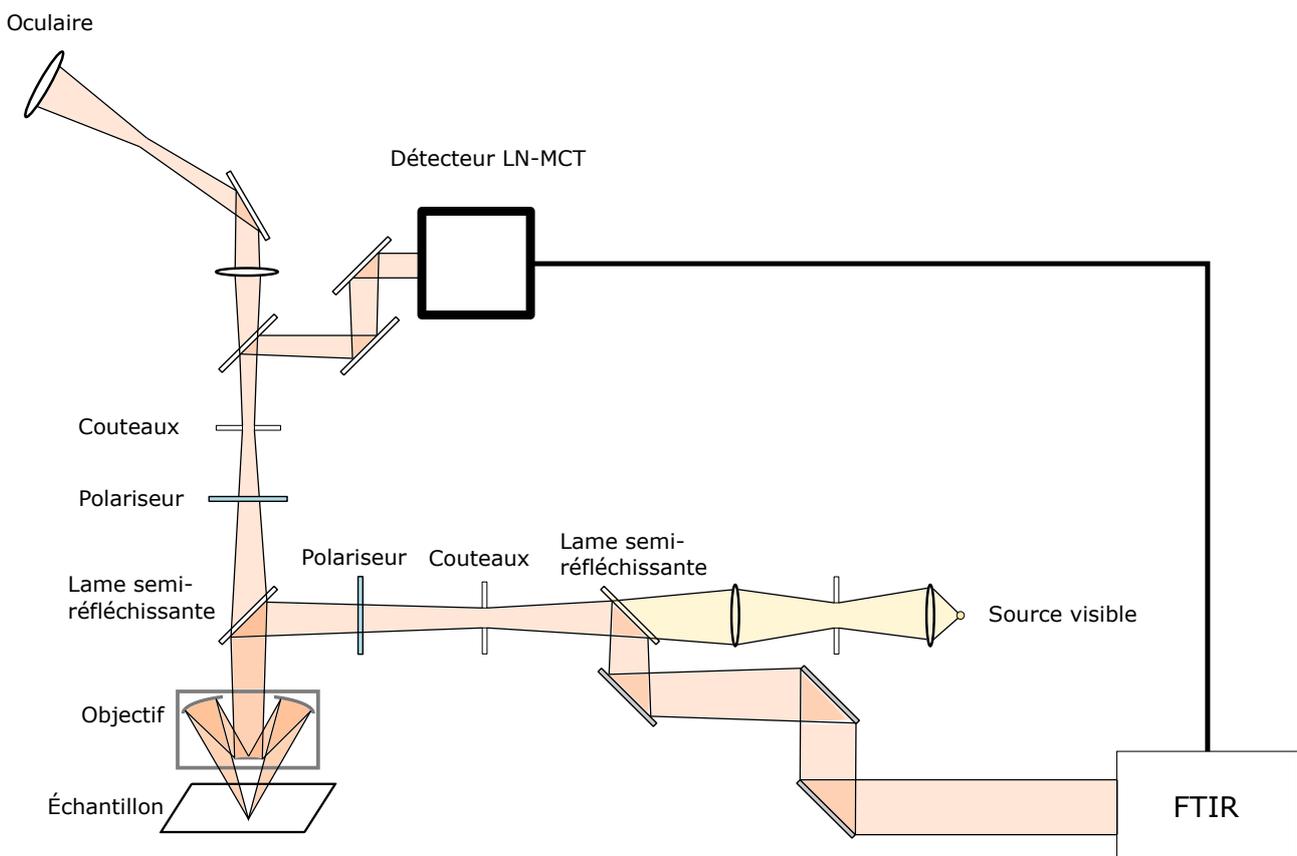


Figure 3.4 – Schéma de principe du microscope Hyperion en configuration pour la mesure de réflectance. En jaune le chemin optique en éclairage visible, en orange celui de la lumière issue du FTIR. Inspiré de [https://www.bruker.com/fr/products-and-solutions/infrared-and-raman/ft-ir-microscopes/what-is-ft-ir-microscopy/\\_jcr\\_content/teaserImage.coreimg.jpeg/1601556318468/hyperion-opticalbeampath-en.jpeg](https://www.bruker.com/fr/products-and-solutions/infrared-and-raman/ft-ir-microscopes/what-is-ft-ir-microscopy/_jcr_content/teaserImage.coreimg.jpeg/1601556318468/hyperion-opticalbeampath-en.jpeg).

Le fonctionnement détaillé du spectromètre à transformée de Fourier, que nous dénommerons par la suite par son acronyme anglais Fourier Transform Infrared (spectrometer) (FTIR), est décrit en partie 3.3.1. Le rayonnement infrarouge est issu d'un globe (élément chauffant en carbure de silicium qui sert de source par émission thermique c.f. 1.1.1) qui est la source interne au FTIR. Il passe ensuite

par l'interféromètre de Michelson du FTIR, puis est dirigé vers une sortie latérale et est injecté dans la colonne du microscope. Il est alors concentré via un objectif Schwarzschild sur l'échantillon. Cet objectif à miroir présente un éclairement dont la forme est la différence de deux cônes de même axe dont les sommets coïncident avec le point focal de l'objectif mais d'angles au sommet différents. Ceci correspond à l'éclairement par le miroir secondaire masqué par l'ombre du miroir primaire. L'éclairement est donc compris entre deux angles par rapport à la normale  $\theta_{min}$  et  $\theta_{max}$  comme représenté Figure 3.5. Lors de nos mesures ce cône de lumière était compris entre  $12^\circ$  pour  $\theta_{min}$  et  $24^\circ$  pour  $\theta_{max}$ . L'éclairement de l'échantillon se fait par l'objectif comme représenté Figure 3.4 ou bien par un objectif identique placé en dessous de l'échantillon selon que la mesure est en réflexion ou en transmission. La collecte a lieu par l'objectif du haut. Après avoir interagi avec l'échantillon, la lumière provenant de l'interféromètre est dirigée sur un détecteur MCT refroidi à l'azote liquide ce qui permet la reconstruction du spectre de transmission ou réflexion.

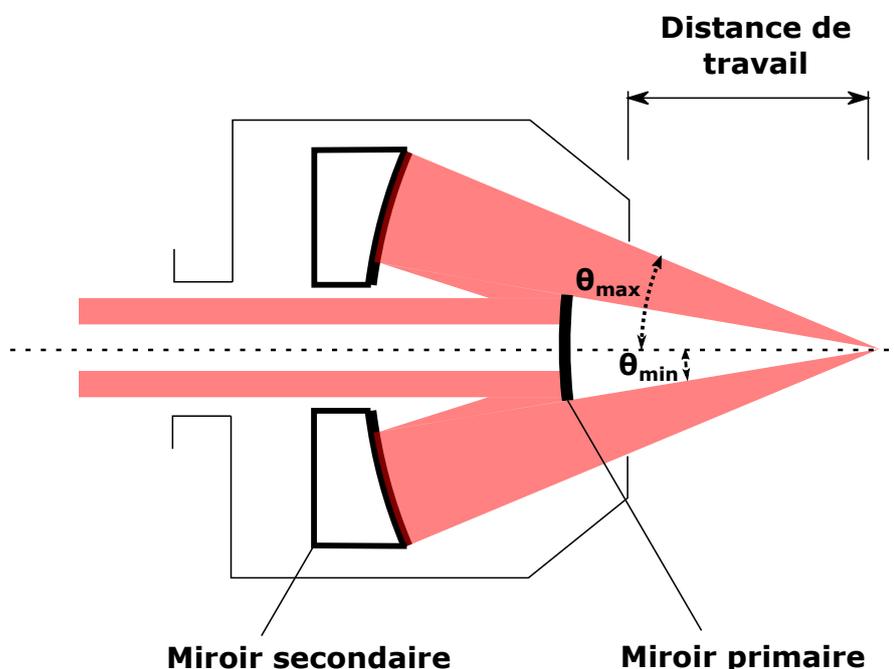


Figure 3.5 – Schéma de principe d'un objectif Schwarzschild. Inspiré de [https://www.thorlabs.com/images/TabImages/Reflective\\_Objectives\\_D1-600.jpg](https://www.thorlabs.com/images/TabImages/Reflective_Objectives_D1-600.jpg).

Un canal optique permet la visualisation de l'échantillon sous le microscope et une platine de translation motorisée facilite la sélection de la zone d'intérêt. Le placement de couteaux sur le trajet optique permet de réduire le champ observé et ainsi de ne sélectionner qu'une sous partie de champ de vue disponible avec un certain couple objectif/oculaire par une technique de microscopie confocale (non représentée sur le schéma). Le recours à un polariseur dans la colonne du microscope permet de réaliser des mesures pour différentes polarisations. Les mesures ont eu lieu sur la gamme spectrale 4 à  $16 \mu m$  avec la séparatrice du FTIR en KBr. Lors de nos mesures, les couteaux délimitaient un champ de vue de l'ordre de  $300 \times 300 \mu m^2$  sur les photodiodes qui font  $500 \mu m$  de diamètre.

### 3.2.2 . Réflectance des photodiodes

Les mesures de réflectance des trois photodiodes C2000-REF, C1736-FP et C2032-FP sont visibles Figure 3.6 au côté de leurs simulations respectives, effectuées sous onde plane à un angle de  $18^\circ$ . On observe pour l'échantillon C2000-REF une réflectivité proche de 40% sur la gamme de 4 à 16  $\mu\text{m}$ . Dans le cas de l'échantillon C1736-FP (courbe bleue), on distingue trois minima : le premier à 4,2  $\mu\text{m}$ , un deuxième à 5,3  $\mu\text{m}$  et un troisième à 10,2  $\mu\text{m}$ . L'échantillon C2032-FP (courbe orange) présente un spectre très similaire au précédent pour lequel un léger décalage de chaque pic vers les grandes longueurs d'onde est visible. Le deuxième pic a lieu à 5,5  $\mu\text{m}$  et le troisième à 10,7  $\mu\text{m}$ . La réflectivité tombe à 5% et en deçà pour les deux dernières résonances et atteint l'unité autour de 7,5  $\mu\text{m}$ . Le pic d'absorption à 4,2  $\mu\text{m}$  est de moins grande intensité.

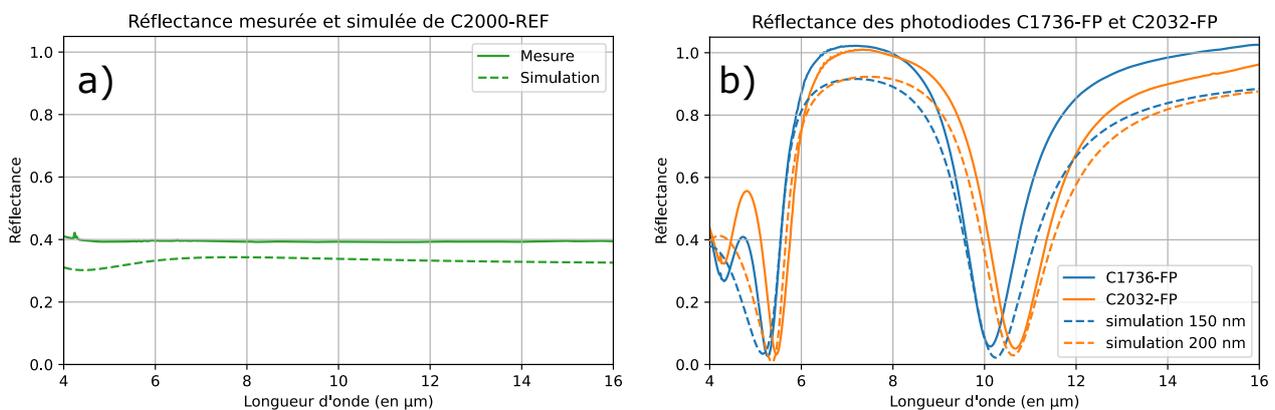


Figure 3.6 – Comparaison de réflectances mesurée et simulée pour les échantillons C2000-REF C1736-FP et C2032-FP. a) en trait plein vert, la mesure de réflectivité de C2000-REF en pointillé sa réflectivité simulée. b) en traits bleu plein et pointillé la réflectivité mesurée et simulée de C1736-FP; en orange, trait plein et pointillé celles de C2032-FP. Simulation en ondes planes avec un angle d'incidence  $\theta = 18$  degrés en lumière non polarisée et taux de dopage de l'InAsSb fortement dopé à  $4,8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Mesures et simulations effectuées à 300 K.

L'échantillon C2000-REF ne contient pas de miroir en InAsSb fortement dopé comme visible Figure 3.1. Il n'est donc pas le siège de résonances particulières d'où son spectre plat attribué aux coefficients de réflexion de Fresnel. L'indice supposé du T2SL est de  $3,7+0,1i$  sur toute la gamme spectrale. L'InAsSb a lui été considéré à partir d'un modèle de Drude prenant en compte un facteur d'atténuation  $\gamma = 2 \cdot 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$  et une longueur d'onde plasma de 23,15  $\mu\text{m}$  correspondant au dopage de  $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . La simulation donne une réflectivité légèrement inférieure à celle mesurée. Ceci est probablement dû à un problème de référence durant la mesure.

Sur les échantillons C1736-FP et C2032-FP, les profonds pics d'absorption et la forte réflectance mesurée entre ceux-ci sont cohérents avec la réflectivité du semi-conducteur fortement dopé qui est élevée dans l'infrarouge. Ces multiples pics sont la conséquence d'une résonance Fabry-Perot entre le miroir arrière et la couche de surface d'InAsSb fortement dopée. La forte absorption est donc bien

preuve de la forte réflectivité des miroirs qui constituent la cavité. La faible absorption du premier pic (vers  $4,3 \mu m$ ) est attribuée à l'évolution d'indice optique de l'InAsSb qui ne représente plus un bon miroir à cette longueur d'onde (c.f. courbes 2.1). Le décalage des pics d'absorption vers les plus grandes longueurs d'onde entre C1736-FP et C2032-FP, dans les mesures comme dans les simulations, est cohérent avec la plus grande épaisseur de GaSb dans le second empilement qui élargit la cavité Fabry-Perot. Le niveau de dopage de  $4,8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  pour l'InAsSb a été trouvé comme valeur ajustée pour l'alignement des pics d'absorption simulés et mesurés. L'écart entre les deux pics d'absorption les plus prononcés est cohérent entre les simulations et les mesures et est encourageant quant à l'indice approximé du T2SL entre 5 et  $10 \mu m$ .

Ces mesures montrent donc bien une augmentation importante de l'absorption, qui dépasse les 95 %, à la résonance de la cavité Fabry-Perot. Mais des interrogations subsistent quant à la répartition exacte de l'absorption au sein de la structure : dans l'InAsSb ou dans le T2SL. Pour ces raisons, des mesures électro-optiques de réponse des détecteurs sont nécessaires afin de vérifier quelle part des photons absorbés peut générer un photocourant.

### 3.3 . Étude des performances électro-optiques

Les mesures de courant d'obscurité et de rendement quantique se déroulent en plusieurs étapes : d'abord le courant d'obscurité est relevé. Puis, on mesure la forme de réponse spectrale normalisée du détecteur. Enfin la mesure du courant sous flux, devant un corps noir à différentes températures, nous permet d'accéder à la valeur étalonnée du rendement quantique pour une longueur d'onde donnée. Ceci nous permet d'accéder à une mesure absolue du rendement quantique. Le montage sera détaillé en partie 3.3.1. Nous en présenterons ici les considérations radiométriques. Il est important d'avoir à l'esprit que lors des mesures sous flux sont placés sur le chemin optique un hublot en ZnSe, nécessaire au montage, ainsi qu'un filtre interférentiel adapté à la plage de longueur d'onde du détecteur observé, utile pour connaître précisément le flux de photons incident. À une température de détecteur ( $T_{det}$ ) donnée, le courant photonique peut s'écrire comme :

$$I_{phot}(T_{CN}) = q G \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta(\lambda) L_{CN}(\lambda, T_{CN}) \epsilon(\lambda) T_{hublot}(\lambda) T_{filtre}(\lambda) d\lambda \quad (3.1)$$

Où  $T_{CN}$  est la température du corps noir;  $q$  est la charge de l'électron;  $G$  l'étendue géométrique du corps noir perçue par le détecteur;  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont les longueurs d'ondes de coupure basse et haute du filtre interférentiel;  $\eta(\lambda)$  le rendement quantique du détecteur;  $L_{CN}(\lambda, T_{CN})$  la luminance photonique spectrique du corps noir d'après la loi de Planck en photons par seconde, par mètres carrés, par mètres, par stéradian [ph.  $s^{-1}m^{-2}m^{-1}sr^{-1}$ ];  $\epsilon(\lambda)$  l'émissivité réelle de la source utilisée;  $T_{hublot}(\lambda)$  et  $T_{filtre}(\lambda)$  les transmissions optiques du hublot et du filtre du montage; et  $\lambda$  la longueur d'onde, servant de variable d'intégration. La transmission atmosphérique n'est pas prise en compte car la gamme de longueurs d'onde visée est une fenêtre de transparence atmosphérique et les distances de propagation relativement faibles sur nos montages (décimétriques).

Or le dispositif de mesure de la réponse spectrale ne permet pas de réaliser des mesures radiométrique mais nous donne la forme du rendement quantique en unités arbitraires. Celle-ci sera normalisée en une longueur d'onde  $\lambda_{norm}$  que l'on choisira appartenant à la plage de transparence du hublot et du filtre et correspondant à une réponse élevée du filtre afin de minimiser les erreurs de mesures. On peut alors écrire :

$$I_{ph}(T_{CN}) = \eta_{\lambda_{norm}} q G \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\eta(\lambda)}{\eta_{\lambda_{norm}}} L_{CN}(\lambda, T_{CN}) \epsilon(\lambda) T_{hublot}(\lambda) T_{filtre}(\lambda) d\lambda \quad (3.2)$$

Par ailleurs, le courant total du détecteur pour une température de corps noir est la somme du courant photonique, du courant d'obscurité et du courant dû au flux parasite. Il est donné par :

$$I_{tot}(T_{CN}, T_{det}) = I_{phot}(T_{CN}) + I_{obs}(T_{det}) + I_{parasite} \quad (3.3)$$

Ainsi, en définissant  $\Phi_{utile} = \frac{I_{phot}}{q \eta_{\lambda_{norm}}}$ , on obtient :

$$I_{tot}(T_{CN}) = q \eta_{\lambda_{norm}} \Phi_{utile}(T_{CN}) + I_{obs} + I_{parasite} \quad (3.4)$$

Où  $\Phi_{utile}(T_{CN})$  est calculable à partir des mesures de forme du rendement quantique, de la loi de Planck et de la connaissance des transmissions du filtre et du hublot. En mesurant ensuite le courant délivré par le détecteur devant un corps noir à différentes températures, on peut donc accéder au rendement quantique à la longueur d'onde de normalisation comme le rapport de proportionnalité de celui-ci au flux utile, divisé par la charge de l'électron. Les différentes mesures nous permettent donc d'accéder au rendement quantique externe du détecteur comme illustré Figure 3.7.

Dans la pratique, les montages tendent à minimiser le flux parasite et sa participation est considérée négligeable. Sa prise en compte représenterait une difficulté considérable puisqu'il peut provenir non-seulement de réflexions parasites à l'intérieur des écrans froids mais aussi de l'élévation en température de ceux-ci qui deviendraient alors des sources. Sa variation avec le flux utile pourrait alors être non-linéaire et le suivi en température des différentes pièces de l'écran froid serait alors nécessaire pour l'évaluer. Cette minimisation du flux parasite dans les montages fait partie du savoir faire de l'équipe et est illustré dans notre montage par le bafflage important visible Figure 3.10.

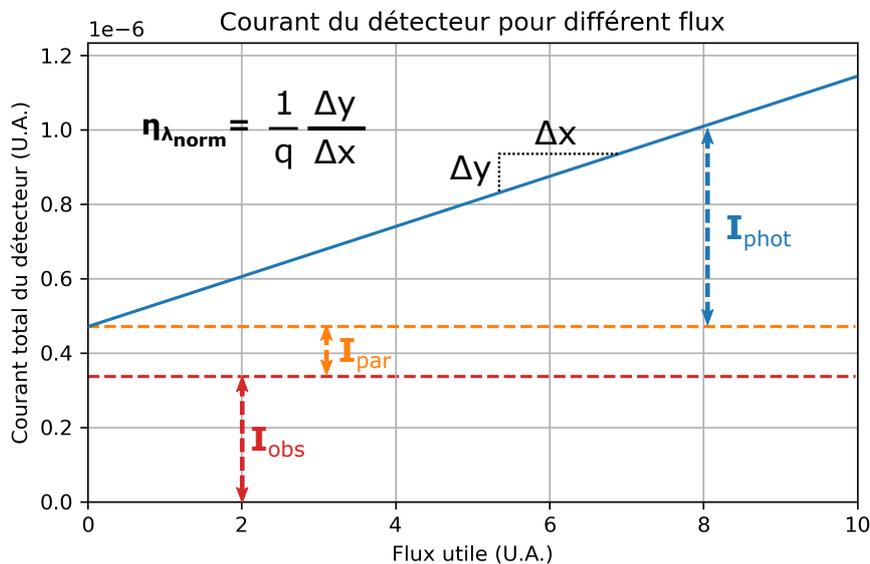


Figure 3.7 – Schéma de principe de la mesure du rendement quantique à partir du courant délivré par le détecteur. En rouge la contribution du courant d'obscurité, en orange la somme du courant d'obscurité et parasite, en bleu le courant total.

Cette série de mesures n'est pas triviale puisque le courant d'obscurité du détecteur dépend de sa température. Il en va de même pour sa forme spectrale ainsi que pour la valeur de son rendement quantique à la longueur d'onde de normalisation. La mesure du rendement quantique et du courant d'obscurité à plusieurs températures est donc nécessaire car leur évolution en température est d'un grand intérêt. Chaque série de mesures est donc constituée d'une mesure pour différentes températures de détecteurs. Dans le cas des mesures en flux il faut donc réaliser une mesure de caractéristique pour chaque photodiode accessible, pour différentes températures de corps noir, à différentes températures de détecteurs. Les temps d'établissement des systèmes thermiques étant relativement longs, elles peuvent donc s'étaler sur plusieurs heures. Ceci est une difficulté expérimentale vis-à-vis de la stabilité thermique du détecteur. Une deuxième difficulté de cet ordre qui a lieu durant ces mesures est celle du flux important issu du corps noir, qui peut entraîner un échauffement du détecteur.

En effet lors du calcul du rendement quantique à partir des réponses en flux le courant d'obscurité est traditionnellement supposé constant. Si une élévation de température du détecteur a lieu durant la mesure, l'élévation de courant d'obscurité en résultant sera interprétée comme une élévation de courant photonique. Il est donc nécessaire de réaliser les mesures dans des conditions les plus proches possibles les unes des autres. En particulier, sur les composants étudiés dans ce chapitre, des mesures réalisées sur trois journées différentes se sont avérées inexploitable car les différentes sessions de mesures étaient visibles dans les données sous forme de discontinuité.

Nous avons mis en place trois stratégies afin de contourner cette difficulté. La première consiste en l'automatisation d'une partie des tâches de mesure comme la sélection des diodes via une carte de relais réalisée à cet effet, et le recours à un logiciel interne au laboratoire permettant de dialoguer avec divers instruments pour l'écriture de scripts d'asservissement en température des différents éléments et déclenchement de cycles de mesure. La deuxième stratégie consiste en une correction a posteriori. La température du détecteur est relevée en direct tout au long de la mesure et enregistrée avec les données. Lors du traitement, une interpolation à partir des mesures de courant d'obscurité est soustraite à la mesure de courant en flux et le résultat est considéré être le courant photonique. La troisième stratégie consiste en un changement de support pour les échantillons qui étaient précédemment des supports en céramique commerciaux de type Leadless Chip Carrier. Ceux-ci nécessitaient pour être intégrés dans le cryostat de mesure d'être montés sur un circuit-imprimé; ce qui nuisait au bon refroidissement de l'échantillon. Le support des échantillons a donc été changé pour des céramiques imprimées qui peuvent être montées directement dans un nouveau support développé en parallèle.

Nous avons donc vu que l'évaluation du courant d'obscurité et du rendement quantique nécessitent plusieurs mesures ainsi que certaines précautions dans les montages permettant de les réaliser.

### 3.3.1 . Bancs de caractérisation électro-optiques

Dans cette partie nous proposons de revenir sur le support en céramique des échantillons et leur interface avec le cryostat, puis de décrire en détails les montages auxquels nous avons recours pour les différentes étapes de caractérisation.

Les échantillons sont collés à la laque d'argent sur des supports céramiques conçus pour leur transmettre au mieux la chaleur  $Q$  qui peut être positive ou négative, depuis la table froide. Une photographie de l'échantillon monté dans le cryostat est visible Figure 3.8. Ces supports comportent dix contacts : neufs diodes et la masse. Le contact commun est pris depuis la face arrière de l'échantillon métallisé avec un mélange d'or et d'étain sur une épaisseur de  $300 \text{ nm}$ . La laque d'argent assure le contact électrique et thermique entre l'échantillon et la céramique. Les diodes sont reliées à la céramique par microsoudure. Les câbles du cryostat sont directement soudés sur les pastilles de la céramique. La céramique est montée sur la table froide du cryostat par une vis permettant sa rotation libre jusqu'à un pion de butée et trois languettes de serrage pour assurer le contact thermique. Le câblage disponible dans le cryostat permet la mesure de neuf diodes différentes et la mesure en direct de la température de l'échantillon.

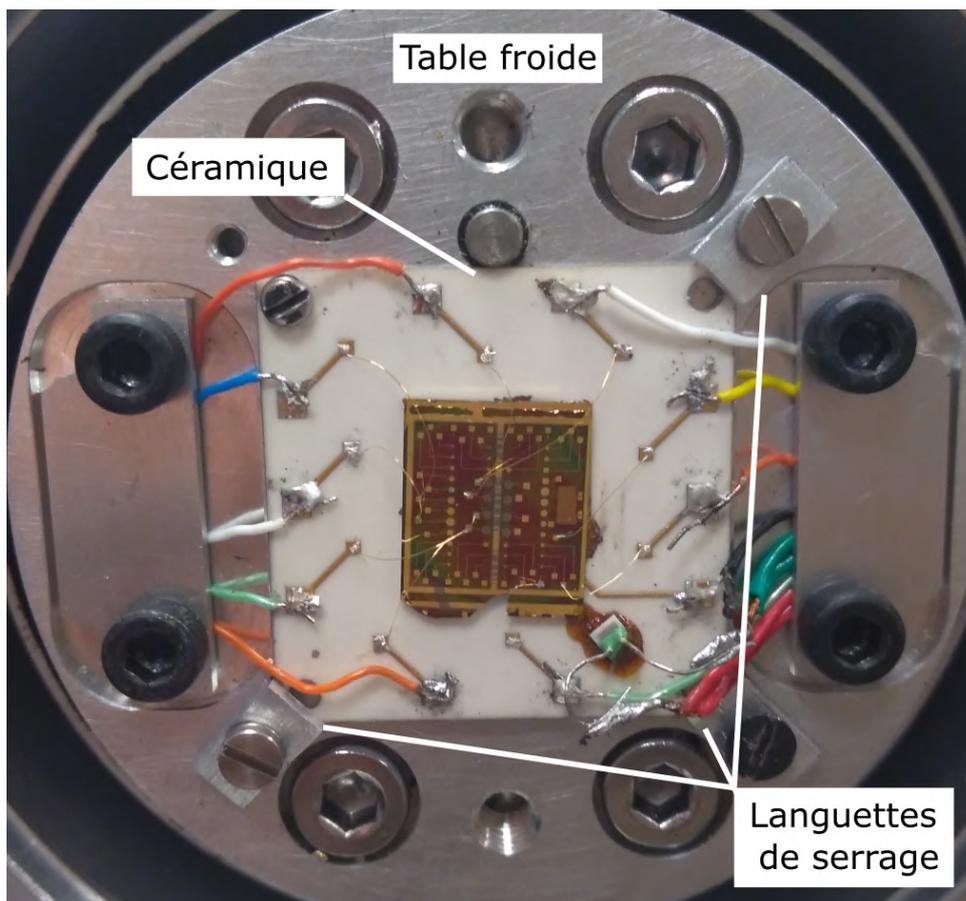


Figure 3.8 – photographie de l'échantillon sur son support céramique monté dans le cryostat.

### Mesure du courant d'obscurité

La première mesure est celle du courant d'obscurité. Elle représente non seulement une caractérisation importante des performances du détecteur mais elle joue aussi un rôle important pour la caractérisation en rendement quantique par la correction en température qu'elle permet de réaliser. Pour ces raisons, la stabilité en température lors de ces mesures est un point crucial.

L'échantillon est monté dans un cryostat à circulation de série ST-100 de la marque Lake Shore. Un ensemble de support de montage et d'écrans froids ont été réalisés suite aux échanges avec le mécanicien du laboratoire. Ces pièces sont présentées Figure 3.9. Elles permettent une isolation thermique des échantillons la meilleure possible tout en représentant une charge thermique réduite. Ces supports ont été développés pour être compatibles avec les céramiques des échantillons. L'intérieur de chaque pièce est recouvert d'une peinture au carbone afin de pouvoir absorber les réflexions parasites. L'écran froid primaire (3) est lui-même constitué de trois ouvertures : celle du sommet qui limite l'ouverture géométrique du détecteur, un bafflage intermédiaire réduisant les réflexions à l'intérieur de la cheminée risquant d'atteindre les détecteurs et un bafflage au ras de l'échantillon, épousant sa forme rectangulaire, visant à réduire la réflexion sur ses bords et sur la céramique. Un schéma en est donné Figure 3.10. L'écran froid secondaire et l'écran de retour de flux (correspondants aux pièces 4 et 5 de la Figure 3.9) servent à isoler l'écran froid primaire du flux ambiant et donc à réduire la charge de froid qu'il représente. Pour les mesures en obscurité, les ouvertures des écrans froids sont fermées par du ruban adhésif en aluminium et le hublot en ZnSe du capot présent sur la photographie est remplacé par une lamelle circulaire en acier inoxydable.

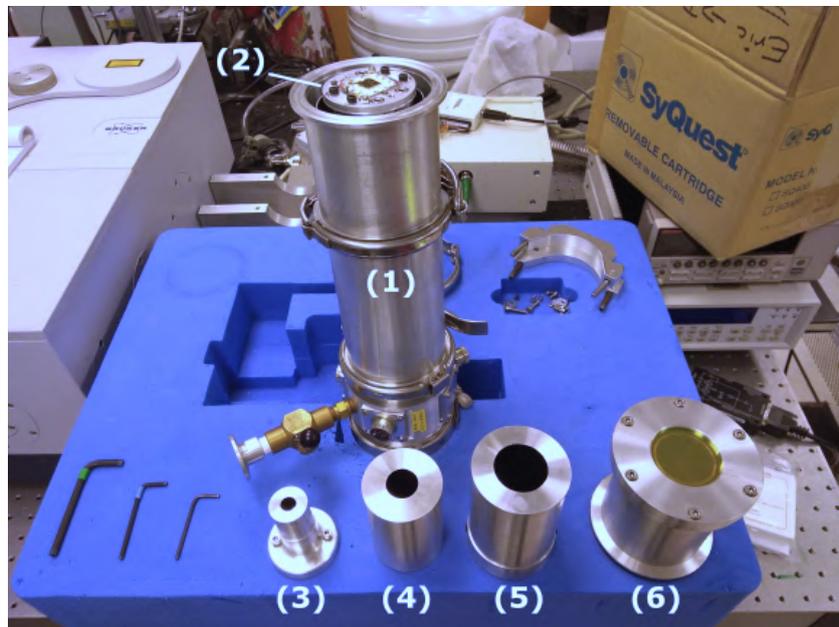


Figure 3.9 – Photographie des pièces du cryostat. En (1) le corps du cryostat, en (2) table froide sur laquelle est montée une céramique, en (3) l'écran froid primaire, en (4) l'écran froid secondaire, en (5) l'écran de retour de flux et en (6) le capot du cryostat avec son hublot en ZnSe.

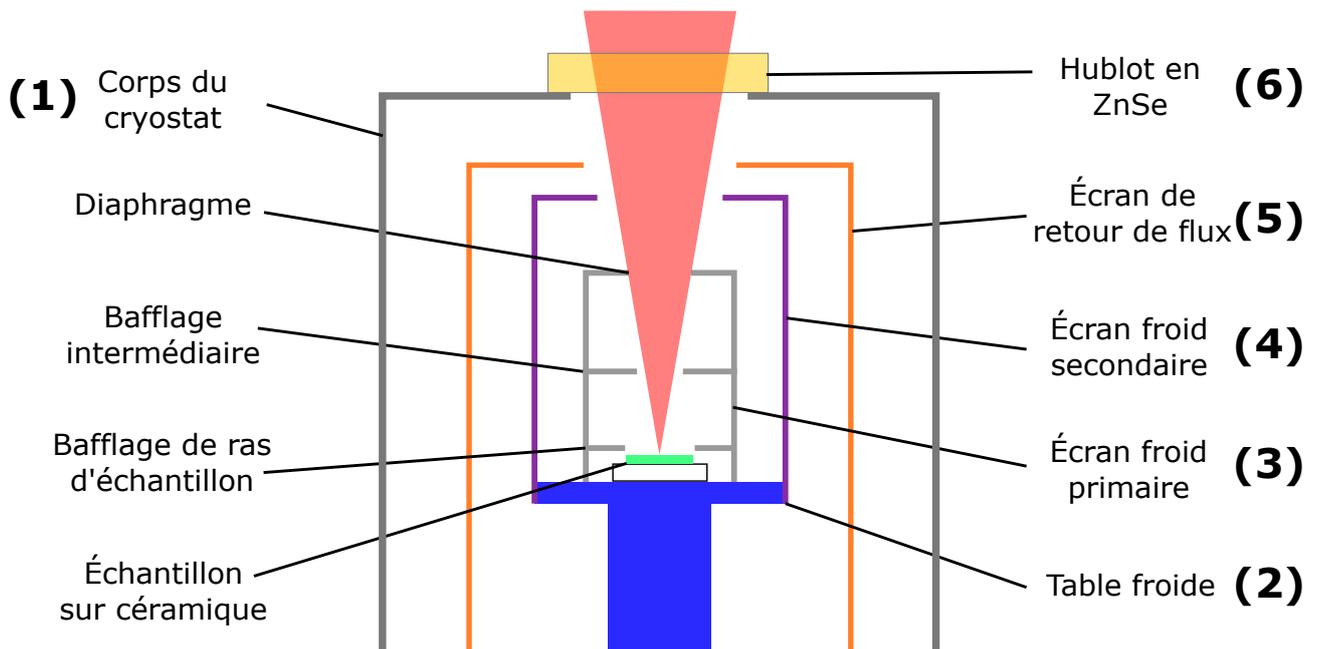


Figure 3.10 – Schéma des pièces du cryostat. En vert l'échantillon, en bleu la table froide et le doigt froid, en gris l'écran froid primaire, en violet le secondaire et en orange l'écran de retour de flux.

Ce cryostat est mis sous vide à l'aide d'une pompe turbomoléculaire de modèle DRYTEL 31 produite par Alcatel. Le système reste en pompage tout au long de la mesure. Une fois sous vide, la mise à froid a lieu par succion de l'azote par une pompe électrique à alimentation indépendante. Une photographie du montage est donnée figure 3.11. La régulation en température est effectuée par un Lake Shore 331 Temperature Controller qui pilote l'alimentation d'une chaufferette enroulée autour du doigt froid du cryostat et peut mesurer la température du doigt froid et celle de l'échantillon. Le contrôleur peut échanger avec l'ordinateur qui pilote la mesure, via GPIB. La caractéristique de chaque diode est mesurée par un 6430 SUB-FEMTOAMP REMOTE SourceMeter Keithley muni d'un boîtier amplificateur transimpédance, TransImpedance Amplifier (TIA) en anglais. Chaque point de mesure est envoyé à l'ordinateur via GPIB. La carte de relais est elle aussi reliée à l'ordinateur via une carte National Instrument DAQ USB-6009. Le script peut donc commander la température du doigt froid, sélectionner une diode, relever la température de l'échantillon et ordonner des points de mesure au multimètre.

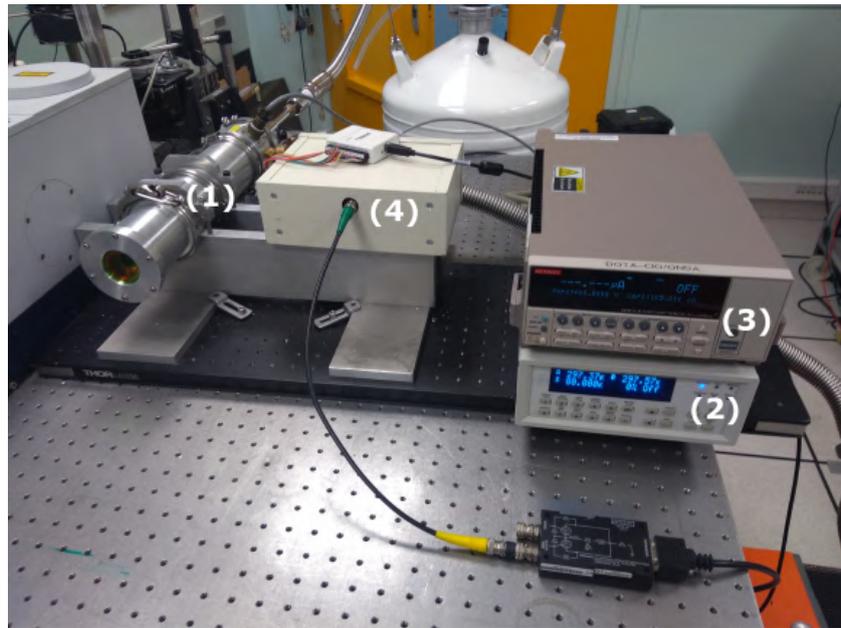


Figure 3.11 – Photographie du banc de mesure de courant d'obscurité. En (1) le cryostat, en (2) le régulateur de température, en (3) le multimètre avec son boîtier TIA, en (4) la carte de relais et sa carte de commande.

Ce montage permet donc la mesure automatisée du courant d'obscurité de chacune des diodes et le relevé de la température en direct, au moment de la mesure. Ceci représente une information importante en soi pour veiller au bon déroulement de la mesure et nous permettra par la suite de corriger nos mesures pour l'évaluation du rendement quantique.

## Réponse spectrale

La mesure de la réponse spectrale des photodétecteurs s'effectue à l'aide d'un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier. Le principe de fonctionnement de ce spectromètre est illustré figure 3.12. Il est basé sur un interféromètre de Michelson. Le rayonnement émis par une source interne (un globar dans notre cas) est injecté dans l'interferomètre de Michelson constitué d'un miroir fixe, d'un miroir mobile asservi en position et d'une lame séparatrice constituée d'un matériau adapté à la gamme de longueur d'onde visée (en KBr pour l'infrarouge lointain). Le faisceau va traverser l'interféromètre puis l'interférogramme résultant va être projeté sur le détecteur. Un miroir amovible permet de sélectionner le détecteur sur lequel il sera projeté sur le détecteur interne au FTIR (pour faire la référence) ou sur l'échantillon (pour la mesure). L'intensité lumineuse reçue par le détecteur dépend de la différence de marche entre les deux faisceaux provenant des bras de l'interféromètre; c'est-à-dire de la position du miroir mobile. Au cours de la mesure, sa position va varier. L'information mesurée est donc un ensemble de points de l'interférogramme et la position du miroir mobile correspondante. L'interférogramme d'un faisceau polychromatique correspondant à la transformé de Fourier de son spectre, par l'application de la transformée de Fourier inverse à la mesure, on peut accéder à son spectre. En pratique, la position du miroir n'est pas asservie mais modulée. La variation d'intensité lumineuse perçue par le détecteur est donc temporelle.

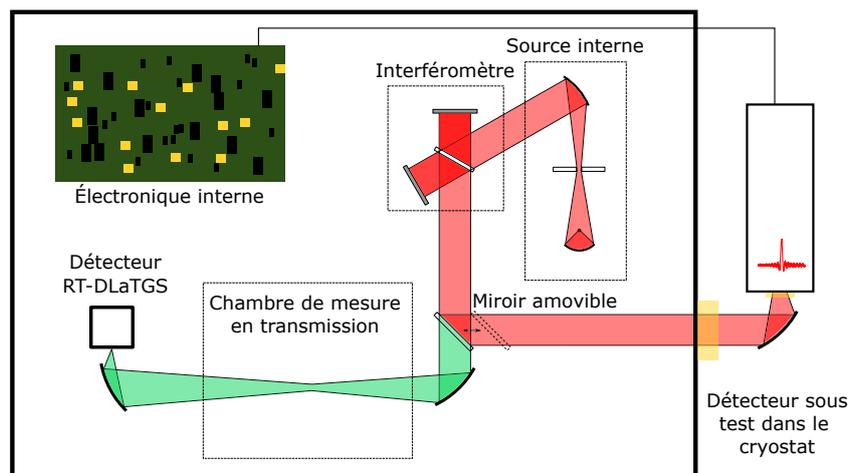


Figure 3.12 – Schéma de la configuration du FTIR pour la mesure de la réponse spectrale. En rouge, le chemin optique pour la mesure de réponse de l'échantillon. En vert, le chemin optique menant au détecteur interne du FTIR, pour la mesure de référence. En jaune, les fenêtres transparentes aux infrarouges. Inspiré de [https://www.bruker.com/fr/products-and-solutions/infrared-and-raman/ft-ir-research-spectrometers/vertex-research-ft-ir-spectrometer/vertex-70v-ft-ir-spectrometer/\\_jcr\\_content/root/sections/more\\_information/sectionpar/search.download-asset.pdf/b2944de2-74e1-4eec-8ed4-8aaa8b7c45ac/VERTEXseries\\_Brochure\\_EN.pdf](https://www.bruker.com/fr/products-and-solutions/infrared-and-raman/ft-ir-research-spectrometers/vertex-research-ft-ir-spectrometer/vertex-70v-ft-ir-spectrometer/_jcr_content/root/sections/more_information/sectionpar/search.download-asset.pdf/b2944de2-74e1-4eec-8ed4-8aaa8b7c45ac/VERTEXseries_Brochure_EN.pdf)

En pratique, ce n'est pas seulement le spectre du faisceau incident qui est mesuré mais son spectre pondéré par la réponse du détecteur utilisé. En utilisant un détecteur à réponse plate sur la gamme de longueur d'onde considérée (le RT-DLaTGS interne au FTIR, qui est un détecteur pyroélectrique) en tant que référence, on peut donc mesurer la réponse d'un détecteur quelconque. C'est le principe sur lequel est basé le montage de mesure de réponse spectrale dont une photographie est présentée Figure 3.13. Ce montage requiert donc l'utilisation du FTIR en tant que principal instrument de la mesure mais aussi de divers instruments auxiliaires permettant le maintien des échantillons dans les conditions de mesure ainsi que l'interface avec ceux-ci. Comme pour le montage précédent, l'échantillon est placé dans le cryostat JANIS (1) et régulé en température par le contrôleur Lake Shore (2). L'interférogramme issu du FTIR (3) est focalisé par un miroir parabolique (4) sur la diode mesurée. Celle-ci est sélectionnée via le boîtier branché au cryostat (5) en choisissant l'un des neuf connecteurs BNC de sortie. La diode sélectionnée est branchée à un amplificateur transimpédance de modèle Keithley 428 current amplifier (6) dont la sortie est reliée au convertisseur analogique-numérique (CAN) du FTIR. Ce TIA permet de plus la soustraction du courant de base du signal (comme défini figure 3.14) afin de s'assurer que le signal utile est celui qui occupe la dynamique du CAN du FTIR. Un voltmètre (7) permet de vérifier le niveau de signal en éclaircissement et sans éclaircissement par le faisceau du FTIR afin de s'assurer que le CAN n'est pas saturé au cours de la mesure. Un générateur de tension continue (8) permet de polariser le montage par la masse et donc d'accéder à différentes tensions de polarisation des photodiodes.

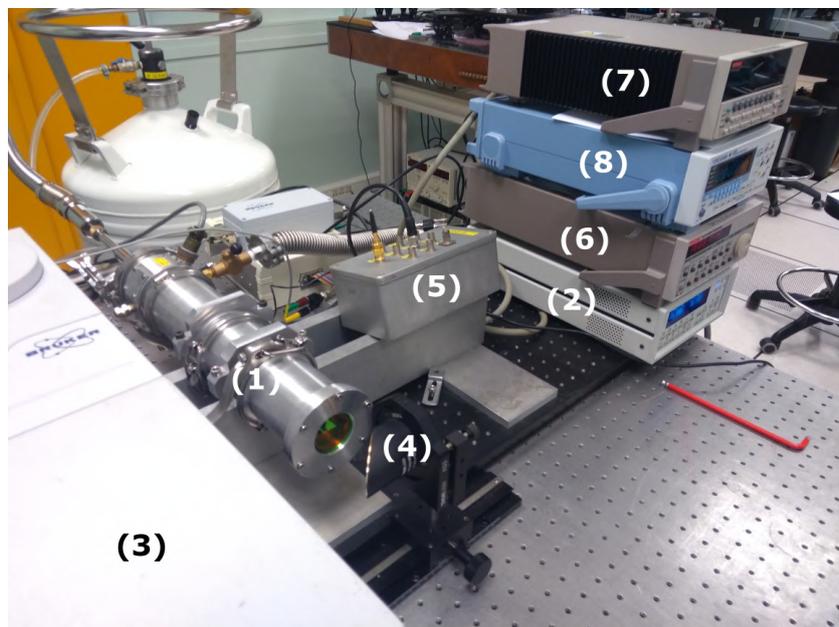


Figure 3.13 – Photographie du montage de mesure de réponse spectrale. En (1) le cryostat, en (2) le régulateur de température, en (3) le FTIR, en (4) le miroir parabolique, en (5) le boîtier de sélection des diodes, en (6) l'amplificateur transimpédance, en (7) le voltmètre, en (8) la source de tension continue.

Le couplage avec le FTIR et son système de détection synchrone (qui mesure la réponse du détecteur pour plusieurs positions) et le passage par le TIA avec suppression de courant permet de mesurer la forme du rendement quantique même lorsque le courant d'obscurité est élevé. Ce montage possède néanmoins plusieurs limitations. Le gain du TIA ne peut pas être augmenté indéfiniment puisque le produit gain-bande passante est limité et la source du FTIR est modulée. Dans le cas de nos mesures la modulation imposée au miroir est de 10kHz et le gain maximal du TIA est limité à  $10^7 V/A$ . Ceci n'a pas été un facteur limitant lors de nos mesures. En revanche, lors de la soustraction de courant à l'aide du TIA, nous avons remarqué que les mesures FTIR étaient d'autant plus bruitées que le courant soustrait était élevé. Le calibre de la source de courant interne au TIA doit être changé pour correspondre au niveau du courant soustrait et celui-ci n'est pas tout à fait stable pour des valeurs élevées. Ce bruit peut être limité par l'intégration sur plusieurs mesures, au coût d'un temps de mesure accru.

Lors de la mesure de la forme de la réponse spectrale, la diode mesurée est éclairée par le FTIR. Sa réponse en courant est convertie en tension par le Keithley 428 puis numérisée par le CAN du FTIR. La dynamique du CAN est limitée de -7V à +7V. Il est donc nécessaire de s'assurer que celui-ci n'est pas saturé sans quoi la transformée de Fourier inverse sera appliquée à un interférogramme déformé et le spectre de réponse calculé sera donc erroné. Pour cela il est important de comprendre comment est traité le signal (lumineux puis électrique) à chacune de ces étapes.

Le rayonnement du globar à la sortie de l'interféromètre de Michelson est polychromatique et modulé en intensité par la position du miroir. Dans le cas (idéal) d'un équilibrage parfait de l'interféromètre (50% de l'intensité lumineuse dans chaque bras), sa sortie présente un maximum d'intensité qui est atteint pour la position "teinte plate" pour laquelle les deux bras de l'interféromètre ont la même longueur, et vaut le double du niveau d'éclairement loin du maximum que nous appellerons base. Dans ce cas d'équilibrage parfait, les minima d'intensité sont des extinctions quasi-totales et sont atteintes de part et d'autre de la teinte plate. On peut montrer que dans le cas d'un équilibrage imparfait, l'intensité lumineuse maximale sera inférieure au double de celle de base et l'extinction maximale ne sera pas totale. Une illustration du signal en sortie de l'interféromètre dans ce cas est donnée Figure 3.14.

Ce flux incident sur le détecteur est converti en courant par celui-ci puis amplifié par le TIA avant d'être numérisé par le CAN du FTIR. Or, le CAN a une dynamique limitée à  $\pm 7$  V. Il faut veiller à ne pas le saturer pour ne pas déformer le spectre mesuré tout en utilisant un maximum de la dynamique disponible afin que les mesures ne soient pas trop bruitées. Les gains utilisés sur le TIA peuvent donc être élevés ( $10^6$  ou  $10^7$ ). Si le signal a une base non nulle, celle-ci sera elle aussi amplifiée et la limite du CAN sera dépassée. Il est donc nécessaire de l'annuler à l'aide de la fonctionnalité de suppression de courant du TIA. L'outil à notre disposition pour veiller au non dépassement de la dynamique du CAN est un voltmètre placé à la sortie du TIA. Ce voltmètre possède un temps d'intégration élevé par rapport à la fréquence de modulation du FTIR. Il nous permet donc de mesurer la base du signal que l'on ramène à zéro avec la suppression de courant. Afin de s'assurer que le maximum ne dépassera pas la dynamique du CAN, la sortie du FTIR est masquée au détecteur. Le signal en sortie du détecteur est alors inférieur au minimum qui serait atteint lors de l'interférence destructive. Si la valeur mesurée est comprise dans la dynamique du CAN, le cache peut alors être retiré et la mesure effectuée. La soustraction de courant et le suivi du niveau de sortie du TIA avec le voltmètre permettent donc de s'assurer que le CAN du FTIR n'est pas saturé.

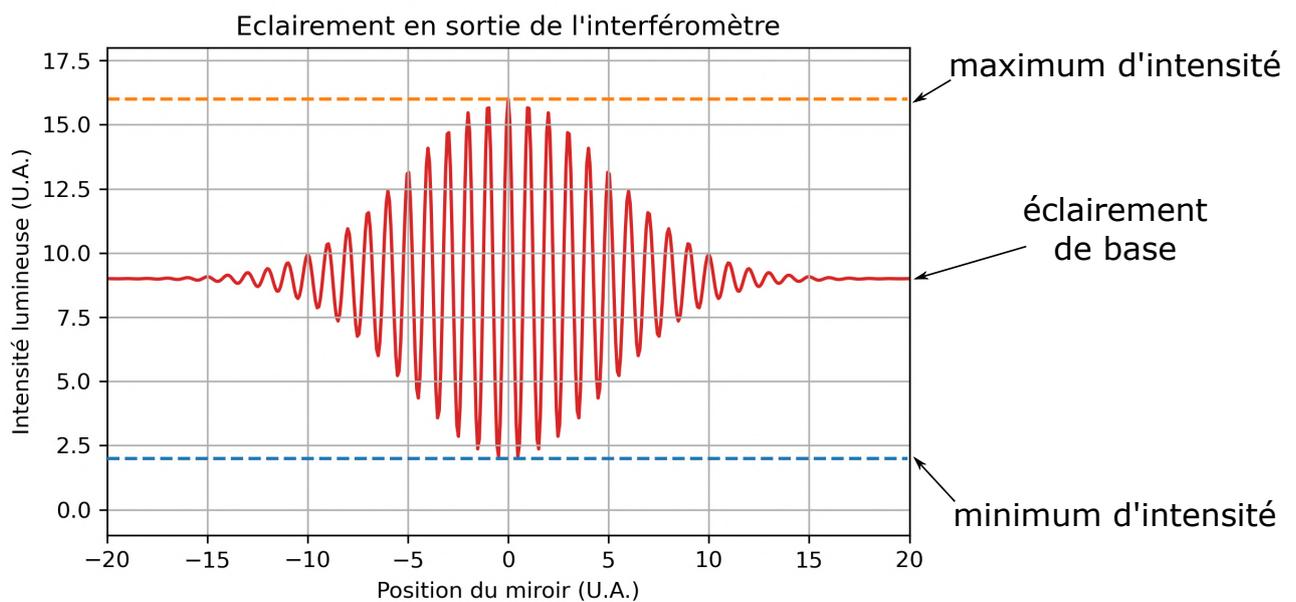


Figure 3.14 – Allure de l'éclairement en sortie d'un interféromètre de Michelson à l'équilibrage imparfait. En trait plein rouge l'intensité lumineuse en sortie, en orange pointillée le maximum du signal atteint et en bleu pointillé son minimum.

Ce montage permet donc la mesure de la forme du rendement quantique des photodiodes des échantillons. Cette mesure est réalisée pour différentes températures de détecteur et différentes tensions de polarisations. Les mesures de courant sous flux contrôlé permettent d'obtenir le rendement quantique externe étalonné des détecteurs.

### Mesure du courant sous flux contrôlé

La mesure du courant sous flux contrôlé est réalisée à l'aide du montage présenté Figure 3.15. Le montage est semblable à celui de mesure du courant d'obscurité à cela près que l'ouverture des écrans froids n'est plus obstruée et la fenêtre en ZnSe est à nouveau montée sur le capot du cryostat. Comme pour la mesure du courant d'obscurité, l'échantillon dont la réponse est à mesurer est installé dans le cryostat. Un corps noir (CN) à cavité est placé en regard des détecteurs de façon à couvrir l'ensemble du champ de vue des photodiodes comme illustré sur le schéma Figure 3.16. Chaque détecteur a donc dans son champ de vue un fond homogène à température  $T_{CN}$  et reçoit donc un flux calculable à partir de la loi de Planck comme expliqué en début de section. Un filtre interférentiel est placé dans l'écran froid primaire. Celui-ci permet d'éviter l'excitation des détecteurs par les courtes longueurs d'ondes. En effet, la puissance de la source interne au FTIR étant limitée, les formes de rendement quantique ne sont connus que sur une certaine gamme de longueurs d'onde. Ce filtre est donc là pour limiter l'excitation de l'échantillon à la gamme de longueurs d'ondes sur laquelle sa réponse est connue. La sélection de la photodiode mesurée s'opère via la carte de relais et le Keithley 6430 équipé de son boîtier TIA ainsi que le contrôleur de température du cryostat. Ces trois éléments sont reliés à l'ordinateur. Le corps noir à cavité et son contrôleur, de modèle SR-200 de chez CI Systems, sont eux aussi reliés par GPIB à l'ordinateur. La mesure est donc automatisée : pour chaque température de détecteur étudiée, plusieurs températures de corps noir sont parcourues pour lesquelles chaque diode peut être mesurée.

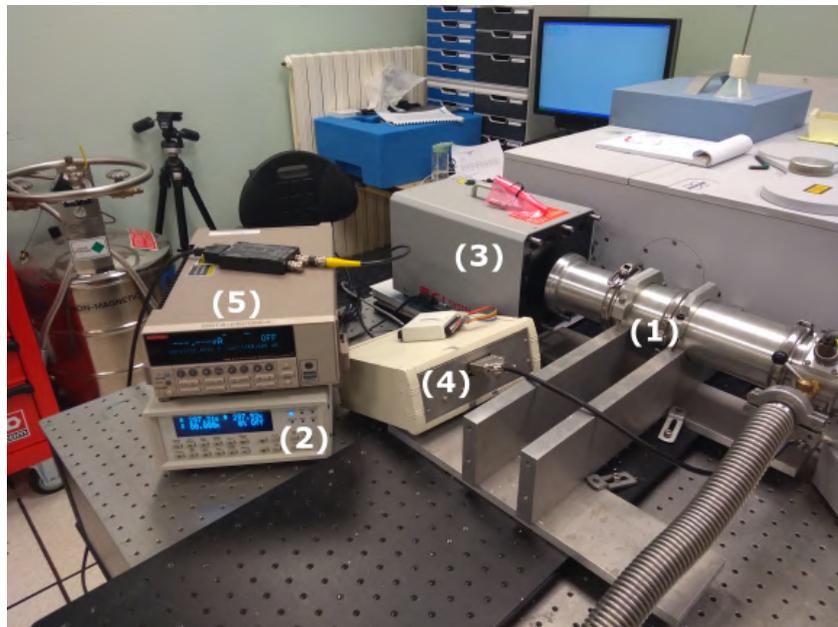


Figure 3.15 – Photographie du montage en mesure de flux. En (1) le cryostat, en (2) le régulateur de température, en (3) le corps noir à cavité, en (4) la carte de relais et sa carte de commande et en (5) le femto-ampèremètre.

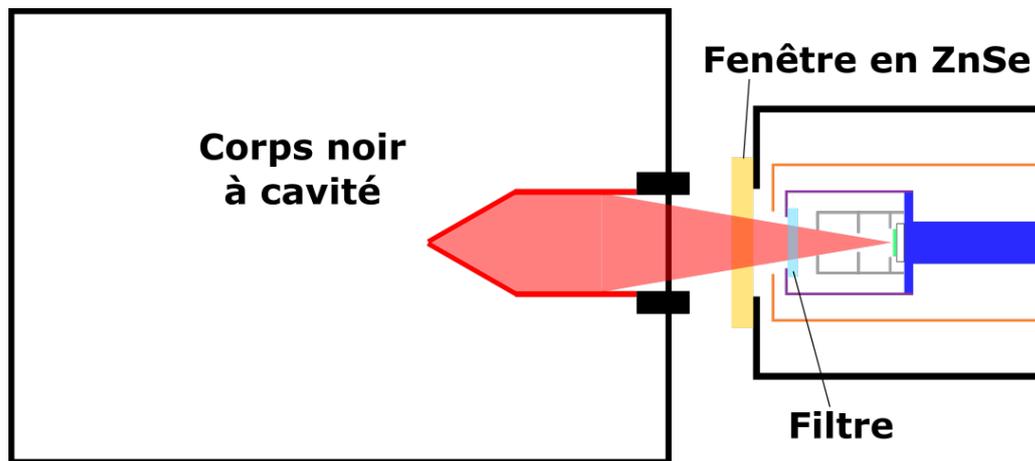


Figure 3.16 – Schéma de l'éclairage du détecteur par le corps noir lors de la mesure du courant sous flux. Le cône d'éclairage vu par le détecteur est représenté en semi-transparence en rouge. Le filtre est représenté en bleu clair et le hublot en ZnSe en jaune.

Ce montage permet donc la mesure de la réponse en flux des photodiodes. Cette mesure, en complément des deux précédentes, permet d'accéder à la valeur du rendement quantique externe pour une longueur d'onde donnée et donc de remettre à l'échelle le rendement quantique du détecteur.

Cet ensemble de montages permet donc la mesure du courant d'obscurité et du rendement quantique pour différentes températures de détecteur et différentes tensions de polarisation. Ces mesures peuvent ensuite permettre, par l'étude de leur dépendance à la température ou à la taille des diodes par exemple, de comprendre les mécanismes physiques limitant les performances du détecteur. Leur interprétation est donc cruciale non seulement en tant que mesure des performances des détecteurs mais aussi pour dégager les pistes d'amélioration.

### 3.3.2 . Mesures sur composant de référence

Les caractérisations électro-optiques ont été menées sur l'échantillon C2000-REF qui, pour rappel, ne contient pas de miroir en InAsSb. Neufs diodes ont ainsi pu être caractérisées : quatre photodiodes de  $500\ \mu\text{m}$  de diamètre et 5 diodes aveugles de tailles différentes allant de  $100$  à  $500\ \mu\text{m}$  de diamètre. Les caractérisations reposent sur la mesure du courant du détecteur pour différentes valeurs de température, tension de polarisation et conditions d'éclairement. Afin de s'affranchir de l'effet de la taille des diodes, les mesures sont généralement présentées sous forme de densité surfacique de courant qui correspond au courant de la diode divisé par sa surface.

#### Courant d'obscurité

Une première mesure d'intérêt sur un échantillon est une comparaison diode à diode des densités de courant d'obscurité. Ces mesures permettent de vérifier simplement l'homogénéité des diodes sur l'échantillon. Elles ont été réalisées avec le montage décrit partie 3.3.1. La Figure 3.17 présente cette comparaison entre les quatre photodiodes J,C,D et E câblées dans le cryostat. On constate un écart important entre les courants d'obscurité mesurés alors que les diodes sont de même dimension. Cette inhomogénéité entre les diodes laisse prévoir des difficultés lors des mesures à venir. Ceci peut être dû à des problèmes durant les étapes d'épitaxie, de gravure ou bien de passivation. Pour la suite des mesures sur cet échantillon nous nous intéresserons à la photodiode D montrant le courant d'obscurité le plus bas. Pour celle-ci, la caractéristique ne montre pas de plateau sur la gamme de tensions de polarisation explorée.

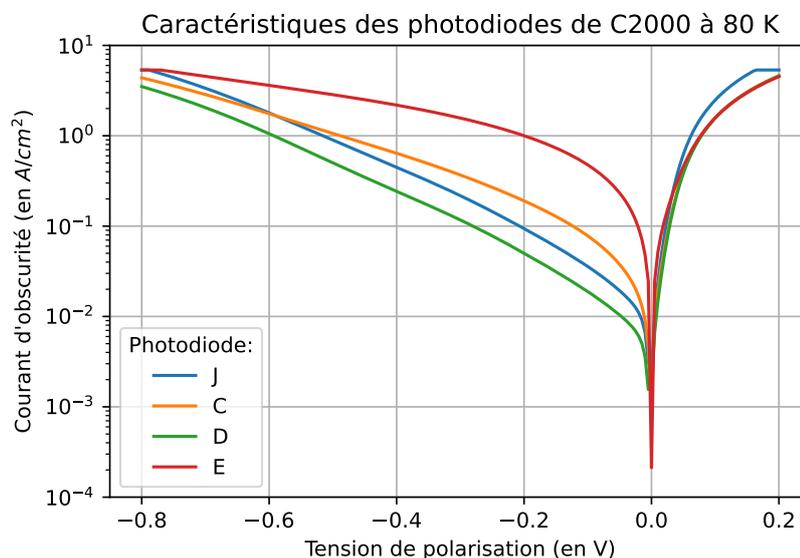


Figure 3.17 – Densité de courant d'obscurité mesurée sur les photodiodes de C2000-REF à une température de consigne de 80 K.

L'étude de l'évolution du courant d'obscurité avec la température du photodétecteur est présentée sous deux formes différentes Figure 3.18. On distingue sur les caractéristiques à plus haute température (110 à 140 K) un plateau pour une polarisation d'environ -0.2 volts. On remarque pour les plus fortes densités de courant une saturation. Elle est due à la limite en courant sélectionnée sur l'ampèremètre Keithley afin de ne pas endommager les diodes lors des mesures. Sur les caractéristiques à basse température, on constate un changement de pente à mesure que la tension de polarisation inverse augmente.

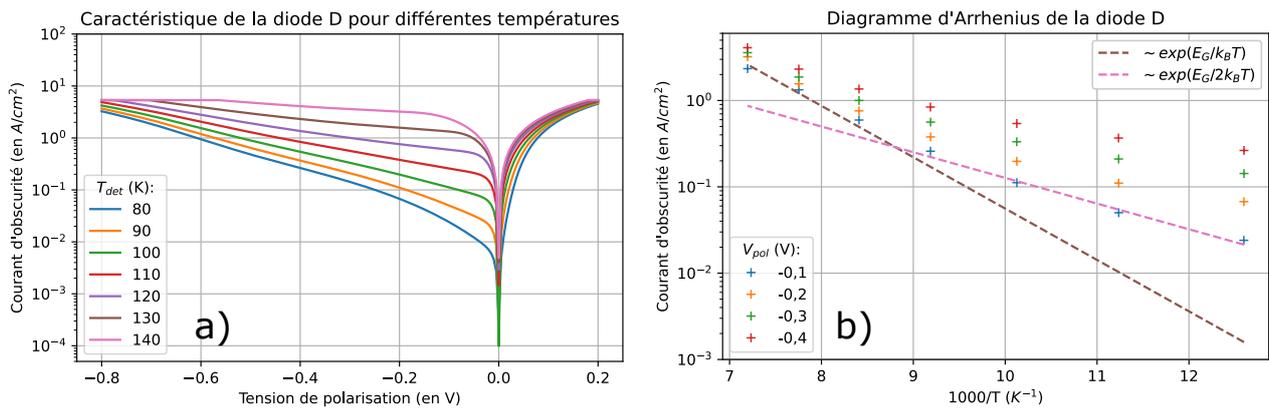


Figure 3.18 – a) Caractéristique de la photodiode D à différentes températures de 80 à 140 K. b) Diagramme d'Arrhenius de la photodiode D. Points de mesure représentés par les croix de différentes couleur en fonction des tensions de polarisation inverse. En pointillé marron et rose, les droites de pentes respectives  $E_g/k_b$  et  $E_g/2k_b$ .

Les diagrammes d'Arrhenius sont tracés en fonction de l'inverse de la température de fonctionnement. Les hautes températures correspondent alors aux faibles valeurs d'abscisse et les basses températures correspondent aux hautes valeurs d'abscisse. Ces diagrammes renseignent sur la dépendance en température du courant d'obscurité. Tracés en échelle logarithmique, la pente correspond donc à la dépendance exponentielle à la température par rapport à une énergie donnée. Les droites suivant la pente en  $E_g/k_b$  et  $E_g/2k_b$  ont été superposées à la courbe expérimentale à polarisation de -0,1V. L'énergie de gap considérée correspond à la longueur d'onde de coupure de 10,5  $\mu\text{m}$  déduite des mesures de photoluminescence (qui sont données en Annexe C). La droite de pente  $E_g/k_b$  correspond à un régime de courant de diffusion, en pointillés marron et celle de pente  $E_g/2k_b$  correspond à un régime de courant de génération-recombinaison, en pointillés rose. Concernant les points de mesure, on constate bien un changement de régime sur la plage de température explorée. Ceux-ci suivent le régime de génération-recombinaison pour les températures inférieures à 110 K, ce qui est le comportement attendu pour une structure sans barrière.

L'étude des courants d'obscurité de photodiodes de différentes tailles permet de déterminer la participation des courants dans le volume du matériau et en surface, sur les bords gravés des photodiodes. Ceci est une mesure d'intérêt car les détecteurs à super-réseau souffrent de problème de courants de surfaces et des efforts conséquents ont été fournis à l'IES afin de trouver des solutions de passivation/protection de surface pour les zones gravées.

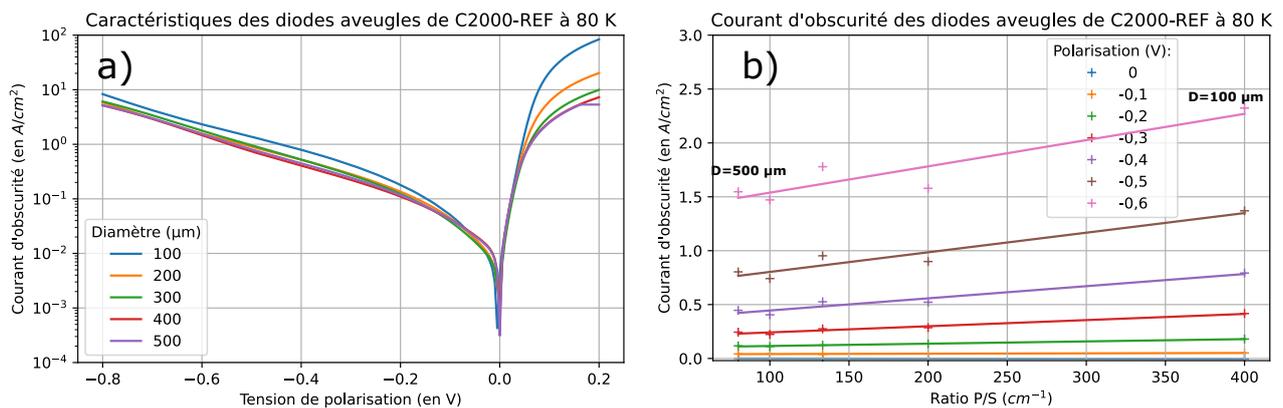


Figure 3.19 – Densités de courant d'obscurité mesurées sur les diodes aveugles de C2000-REF.

Le graphique (a) de la Figure 3.19 montre les caractéristiques des diodes aveugle de différentes tailles. Les diodes étudiées ici sont des diodes aveugles de diamètres allant de 100 à 500  $\mu m$ . Ces mesures ont été réalisées à 80 K. On remarque que les valeurs de densité de courant sont très similaires pour différentes tailles de diodes à l'exception de la plus petite diode (100  $\mu m$ ) pour laquelle la densité de courant observée est légèrement supérieure. Le graphique (b) de la Figure 3.19 présente une partie des points de mesure en fonction du rapport du périmètre de chaque diode sur sa surface. Ces points sont représentés par les croix de couleurs différentes pour les différentes tensions de polarisation inverse. En trait plein est représentée la régression linéaire des points de mesure pour chaque tension de polarisation. L'ordonnée à l'origine et le coefficient directeur de cette droite correspondent respectivement à la proportion du courant d'obscurité due à un courant volumique, sur toute la surface de la photodiode et à celle due à un courant surfacique, sur les bords de la diode selon la formule  $J_{obs} = J_B + J_S.P/A$ . Ces données sont illustrées Figure 3.20 avec  $J_B$  en  $A.cm^{-2}$  correspondant à la contribution dans le volume des diodes du courant d'obscurité et  $J_S$  en  $A.cm^{-1}$  correspondant à la contribution surfacique sur les bords de celles-ci. On remarque que le point correspondant à la diode de 300  $\mu m$  de diamètre dévie systématiquement. Ceci est attribué à une dégradation de cette diode. Les mêmes mesures réalisées quelques semaines plus tard ont montré pour cette diode un écart systématique encore plus important, signe de sa dégradation au cours du temps. Ceci est présenté en Annexe D. On peut remarquer que la densité surfacique de courant augmente dès les faibles tensions de polarisation et semble évoluer relativement linéairement avec celle-ci. Ceci peut être un signe de problème de passivation à la surface des diodes, ce qui serait cohérent avec la relative inhomogénéité de l'échantillon observée Figure 3.17.

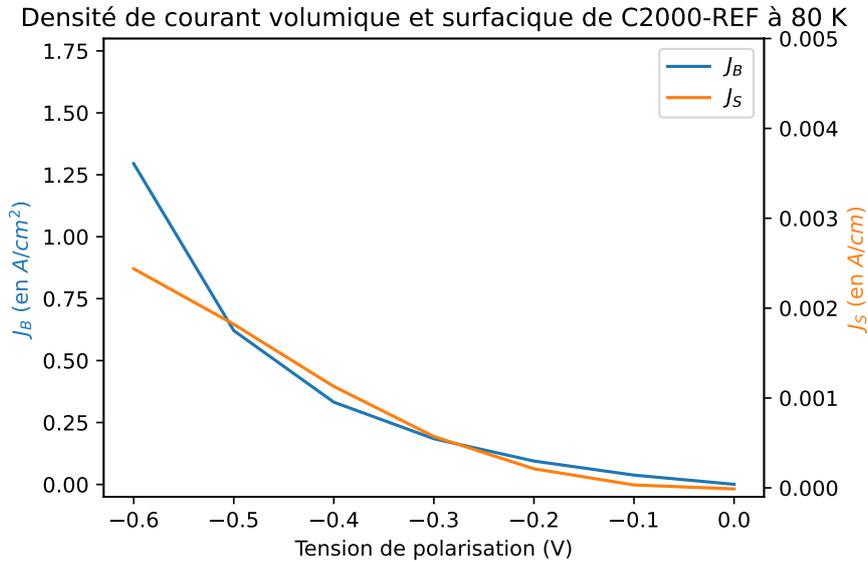


Figure 3.20 – Densités de courant d’obscurité volumique et surfacique mesurées sur les diodes aveugles de C2000-REF à une température de consigne de 80 K.

### Réponse spectrale

La mesure de réponse spectrale a été réalisée avec le montage présenté partie 3.3.1. La Figure 3.21 présente la réponse spectrale mesurée pour l’échantillon C2000-REF à 80 K pour une polarisation nulle de 4 à 14  $\mu m$ . La réponse est d’allure générale décroissante à mesure que la longueur d’onde augmente. Celle-ci est très monotone en comparaison à la réponse généralement observable pour un photodétecteur T2SL d’épaisseurs habituelles [44] [8]. L’extraction d’une longueur d’onde de coupure n’est donc pas aisée. La définition de la longueur d’onde de coupure est variable prise tantôt comme la longueur d’onde pour laquelle la réponse atteint la moitié de sa valeur maximale sur la fenêtre considérée, tantôt comme la longueur d’onde limite pour laquelle une réponse est encore perceptible. En adoptant la première définition et en considérant la plage 8 à 14  $\mu m$ , la longueur d’onde de coupure semble se situer autour de 11,5  $\mu m$ . La nature très plate de ce spectre ne permet néanmoins pas de le déterminer de façon plus précise. On constate de légères irrégularités sur la courbe aux alentours de 4,3 et 6  $\mu m$  qui sont dues respectivement au  $CO_2$  et à la vapeur d’eau présents dans l’air lors de la mesure. En gris est affichée la transmission du filtre utilisé pour les mesures de réponses sous flux contrôlé.

Cette mesure n’a pu être effectuée qu’à 80 K et pour une polarisation nulle. Elle est le résultat de l’intégration de 1000 scans successifs par le FTIR. Toute polarisation et suppression de courant successive résultait en un bruit trop élevé lors de nos mesures pour obtenir une réponse spectrale exploitable. Néanmoins, sans polarisation, le système de détection synchrone interne au FTIR ainsi que le grand nombre d’intégrations ont permis de faire ressortir la mesure du bruit.

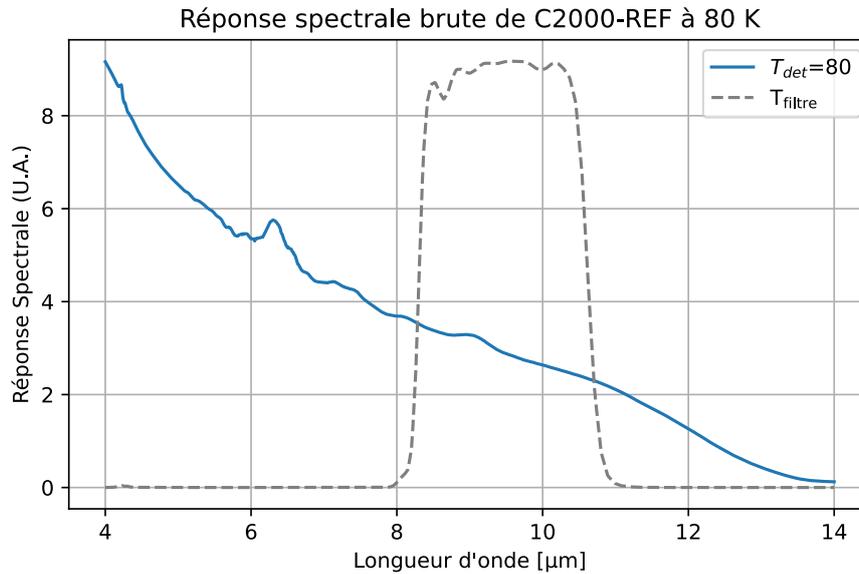


Figure 3.21 – Réponse spectrale de l'échantillon C2000-REF à polarisation nulle à 80 K en bleu et transmission du filtre utilisé pour les réponses sous flux contrôlé en pointillés gris.

### Courant sous flux

Les mesures sous flux ont été réalisées avec le montage présenté partie 3.3.1. La caractéristique de la diode D de l'échantillon C2000-REF est présentée Figure 3.22 à 80 K sous illumination par un corps noir à différentes températures. On y constate que les caractéristiques sont très proches pour les différentes températures de corps noir (de 200 à 800° C). Il est de plus à noter que la température de 80 K est la température de consigne de l'échantillon dans le cryostat et non sa température réelle au cours de la mesure. La température de l'échantillon évolue en effet légèrement avec le flux incident. Ceci n'est pas pris en compte dans ce graphique. Une part des différences de densité de courant observables est donc possiblement due à des variations de température du détecteur.

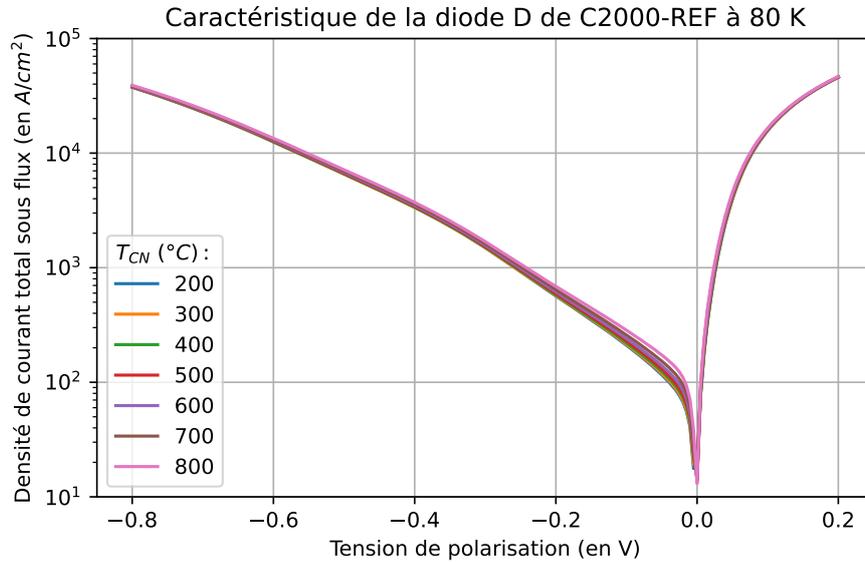


Figure 3.22 – Caractéristiques en flux de C2000-REF à 80 K.

Nous avons ensuite mesuré le courant total de la photodiode sous différents flux, en relevant pour chaque point de mesure sa température. La température relevée nous permet par interpolation avec les mesures de courant d'obscurité de calculer un courant d'obscurité supposé lors de la mesure. La Figure 3.23 (a) présente le courant total, d'obscurité et photonique de la photodiode D à 80 K à polarisation nulle. Chacun des courants est tracé par rapport au flux utile tel que défini partie 3.3. On remarque sur cette figure que le courant d'obscurité et le courant total sont tous les deux négatifs. Ceci indique que la tension de polarisation de la diode au moment de la mesure était légèrement positive. De plus le courant d'obscurité varie légèrement d'un point de mesure à l'autre ce qui est la conséquence d'une variation de température relevée lors des mesures. Le graphique (b) présente le courant photonique (points en vert) en fonction du flux utile ainsi que la régression linéaire correspondante (en trait plein, rouge). On remarque que la linéarité des points de mesures n'est pas idéale. De plus les deux points de mesure aux flux les plus faibles montrent des courants photoniques négatifs qui est la conséquence d'un courant d'obscurité évalué supérieur au courant total. Ceci est soit un signe de la légère polarisation discutée précédemment, soit que le signal était trop faible et qu'ils correspondent à du bruit de mesure. Enfin le rendement quantique externe extrait de ces mesures est d'environ 5% (c.f. Figure 3.23). Cette valeur correspond à ce qui est généralement admis comme incertitude sur les mesures radiométriques en raison des incertitudes sur les géométries du montage réel. En excluant les deux premiers points, la régression linéaire donne un rendement quantique encore plus faible d'environ 4%. Une confiance relativement faible est donc à attribuer à ces mesures au vu des faibles rendements mesurés. Il est cependant à noter que cette valeur de 5% pour un détecteur de 550 nm d'épaisseur est cohérente avec la valeur d'environ 30% pour un détecteur de 3 μm disponible dans la littérature (c.f. Figure 1.12). Les tentatives d'extraction de rendement quantique sur l'échantillon C2000-REF se sont avérées infructueuses pour les mesures en polarisation, la réponse du détecteur étant trop faible pour ressortir du bruit.

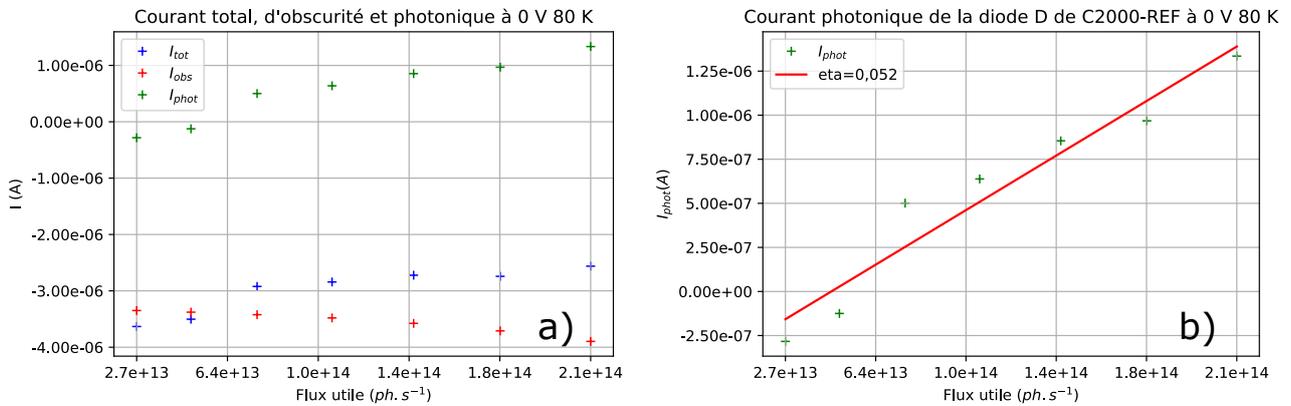


Figure 3.23 – Courant total, d’obscurité et photonique de la diode D de C2000-REF à polarisation nulle. a) Le courant total en bleu (mesuré), d’obscurité en rouge (interpolé) et photonique en vert (calculé) en fonction du flux utile. b) En vert, les points de courant photonique calculés et en trait plein rouge est représentée la régression linéaire du courant photonique par rapport au flux utile. La légende donne la valeur du rendement quantique extrait de la pente de la droite de régression linéaire.

En conclusion des mesures sur l’échantillon C2000-REF, nous avons pu observer une certaine inhomogénéité du composant dès les premières mesures. L’étude de l’évolution du courant d’obscurité en température sur la diode la plus prometteuse nous a permis de distinguer entre deux régimes de fonctionnement et d’évaluer la température de transition à environ 110 K. L’évaluation des contributions volumique et surfacique du courant d’obscurité laisse supposer des problèmes de passivation pour cet échantillon. Les mesures au FTIR nous ont permis de déterminer que la réponse spectrale du détecteur nu était peu signée spectralement. Nous n’avons pu évaluer le rendement quantique de ce détecteur qu’à polarisation nulle. Cette mesure du rendement quantique à 5% nous servira donc de référence au moment de l’évaluation quantitative du gain dû à l’intégration de ce détecteur dans une cavité résonante. Le très faible rendement quantique observé n’est pas surprenant au vu de l’épaisseur réduite du détecteur de 550 nm et correspond à un sixième du rendement quantique externe d’une trentaine de pour-cents observable pour un détecteur T2SL de 3  $\mu m$  d’épaisseur (c.f. Figure 1.12 de la sous-section 1.2.1).

### 3.3.3 . Mesures sur composant résonant

Le composant C2032-FP a été caractérisé à l'aide des montages précédents. Sur C2032-FP, trois photodiodes de  $500 \mu m$  de diamètre ainsi que quatre diodes aveugles de diamètre allant de  $200$  à  $500 \mu m$  ont pu être mesurées. Nous proposons dans cette section de présenter et d'analyser les résultats de caractérisation sur cet échantillon.

#### Courant d'obscurité

Les mesures de courant d'obscurité ont été effectuées sur l'échantillon C2032-FP. Sur cet échantillon, trois photodiodes ont pu être étudiées, le fil du pontage de la quatrième photodiode ayant cédé. Les résultats de ces mesures sont présentés Figure 3.24. On constate que l'homogénéité de densité de courant entre les photodiodes est bien meilleure pour l'échantillon C2032-FP que pour l'échantillon C2000-REF. Cette bonne homogénéité est encourageante sur la réussite des étapes technologiques de croissance et de gravure. La diode présentant le courant d'obscurité le plus faible est la diode A. Dans la suite nous nous concentrerons sur celle-ci.

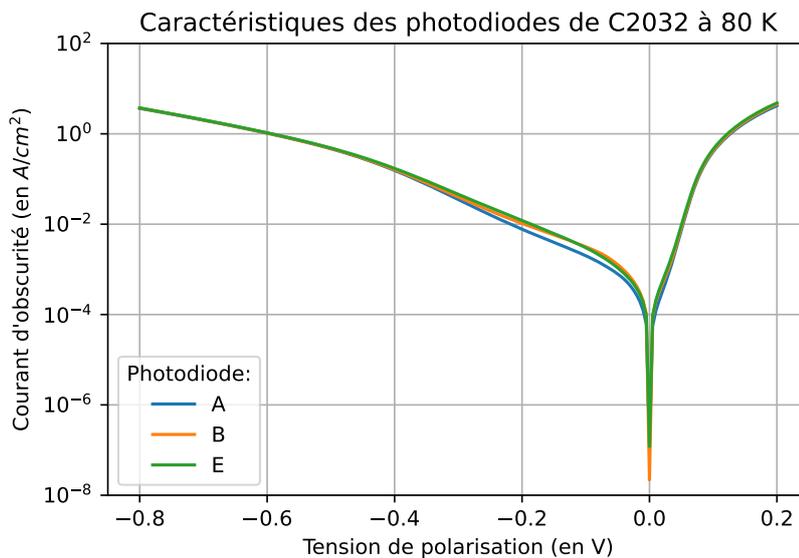


Figure 3.24 – Densités de courant d'obscurité mesurée sur les photodiodes de C2032-FP pour les quatre photodiodes à une température de consigne de 80 K.

L'étude de l'évolution du courant d'obscurité avec la température de C2032-FP est présentée Figure 3.25. Cette caractérisation a été menée de 80 à 170 K, pour une gamme de températures plus étendue que pour l'échantillon précédent, car la réponse de C2032-FP semblait plus prometteuse. Le graphique (a) présente la caractéristique en obscurité de la photodiode A pour les différentes températures. On remarque pour les plus basses températures un changement de régime aux alentours de -0,2 V de polarisation. Le caractère redresseur de la photodiode semble plus prononcé aux plus hautes températures car on remarque un plateau plus prononcé pour ces températures à faible tension de polarisation inverse. Le graphique (b) correspond au diagramme d'Arrhénius de la photodiode. On y constate que le courant d'obscurité suit bien un régime de génération-recombinaison pour les températures de 90 à 110 K et un régime de diffusion entre 120 et 140 K. On observe un écart au régime de génération-recombinaison grandissant à mesure que la température diminue pour les points à 90 et 80 K. Celui-ci peut-être dû à un autre phénomène (hors courant de génération-recombinaison et courant de diffusion) limitant le courant d'obscurité. Le fait que le courant d'obscurité soit limité à basse température par un régime de génération-recombinaison est pour cet échantillon aussi attendu. Comme avec l'échantillon C2000-REF, la transition entre les deux régimes s'effectue entre 110 et 120 K. Cette température de transition est cohérente avec celle observée sur l'échantillon C2000-REF.

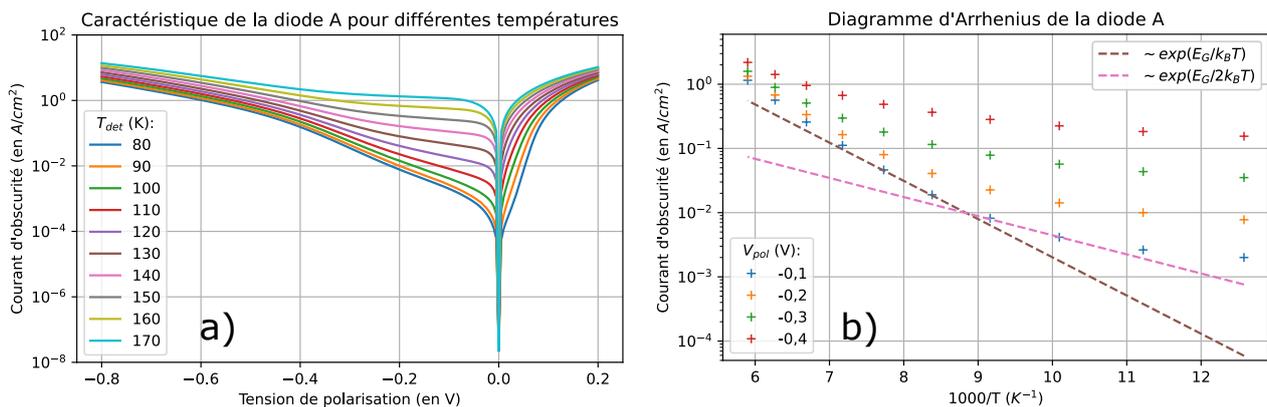


Figure 3.25 – Densités de courant d'obscurité mesuré sur la photodiode A de 80 à 170 K a) et le diagramme d'Arrhénius associé b)

Les caractéristiques en obscurité à différentes températures nous permettent de nous situer par rapport à la littérature. On a par exemple, pour une polarisation de -0,1 V, une densité de courant de  $2 \cdot 10^{-3} \text{ A/cm}^2$  à 80 K;  $4 \cdot 10^{-3} \text{ A/cm}^2$  à 100 K et  $4,6 \cdot 10^{-2} \text{ A/cm}^2$  à 130 K. [15] donne des mesures de courant d'obscurité pour une photodiode PIN d'épaisseur totale de  $1,795 \mu\text{m}$  basée sur un détecteur super-réseau InAs/GaSb de longueur d'onde de coupure à 5% évaluée à  $10,69 \mu\text{m}$  à 80 K. Les photodiodes étudiées dans cet article sont de  $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ . Pour une polarisation de -0,1 V la densité de courant d'obscurité mesuré est de  $1 \cdot 10^{-3} \text{ A/cm}^2$  à 77 K;  $2 \cdot 10^{-2} \text{ A/cm}^2$  à 100 K et  $1 \text{ A/cm}^2$  à 130 K. Nous constatons donc que nos photodiodes présentent un courant d'obscurité comparable pour la plus faible température de comparaison (80 K pour nos mesures contre 77 K dans [15]) mais que son évolution avec la température est faible contrairement à ceux de la référence précédente. Ainsi, une valeur de densité de courant près de cinq fois inférieure est obtenue à 100 K et nous mesurons près

de deux ordres de grandeur plus bas à 130 K. L'évolution en température du courant d'obscurité donnée dans l'article propose une transition de régime entre 60 et 77 K, contrairement à nos mesures qui en proposent une entre 110 et 120 K. Ceci explique la différence de vitesse d'évolution du courant d'obscurité avec la température. Cette comparaison n'est pas parfaite puisque les longueurs d'ondes de coupure ne sont pas exactement identiques. Néanmoins, on peut souligner la comparaison avantageuse en terme de courant d'obscurité à haute température. En revenant aux origines physiques du courant d'obscurité, on sait que les courants de génération-recombinaison et de diffusion sont proportionnels à l'épaisseur du détecteur. On peut donc supposer qu'un mécanisme (fuites surfaciques, défauts dans l'épaisseur du détecteur) impose une limite basse du courant d'obscurité des photodiodes de l'échantillon C2032-FP mais que son épaisseur réduite soit à l'origine de l'abaissement en courant d'obscurité par la suite constaté. Cette hypothèse serait cohérente avec le décrochage observé à basse température (90 et 80 K) sur la Figure 3.25 b).

Une étude du courant d'obscurité des diodes de différentes tailles a elle aussi été menée sur C2032-FP. Cette étude a concerné 4 diodes aveugles allant de 200 à 500  $\mu\text{m}$  de diamètre. Elle est présentée Figure 3.26. Comme avec l'échantillon précédent, le graphique (a) présente les caractéristiques en densité de courant des différentes diodes et le graphique (b) présente la densité de courant mesurée en fonction du rapport de périmètre sur la surface de la diode pour différentes tensions de polarisation.

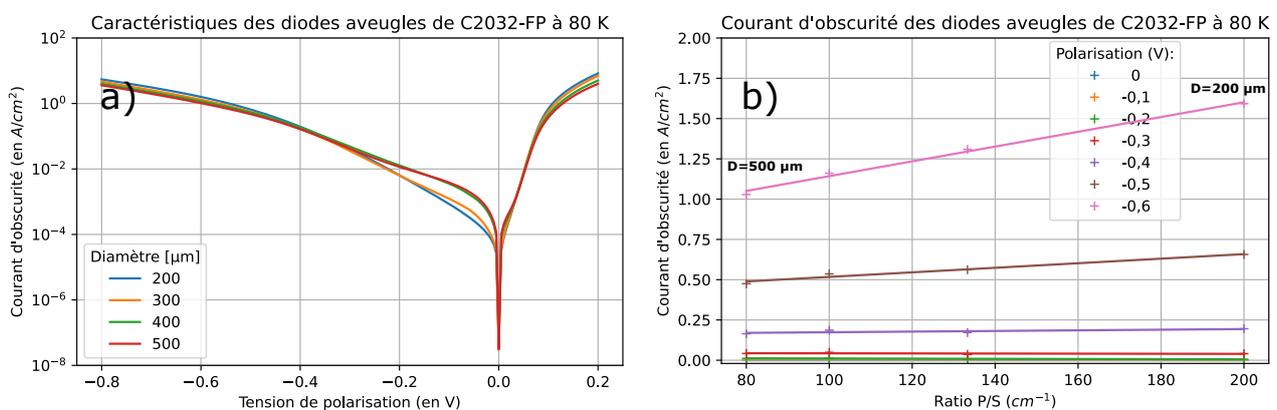


Figure 3.26 – Densités de courant d'obscurité mesuré sur les diodes aveugles de C2032-FP.

Le graphique (a) montre des caractéristiques très similaires pour les diodes de 400 et 500  $\mu\text{m}$  de diamètre. Les deux diodes à 200 et 300  $\mu\text{m}$  de diamètre montrent une densité de courant plus faible pour les faibles polarisations inverses. On remarque par ailleurs que pour les tensions de polarisation entre -0,2 et 0 V, la pente de la densité de courant n'est pas la même en fonction de la taille des diodes ce qui souligne une participation des courants de surface. Le graphique (b) montre une forte variation de pentes et ordonnées à l'origine pour les différentes tensions de polarisation inverse présentées. Malgré le faible nombre de points, on remarque une bonne linéarité de ces mesures. Ceci est cohérent avec la bonne homogénéité des caractéristiques entre les diodes.

L'extraction des pentes et ordonnées à l'origine des régressions linéaires de la Figure 3.26 permettent d'accéder aux densités de courant volumique  $J_B$  et surfacique  $J_S$  des diodes. Ces données sont présentées en fonction de la tension de polarisation dans la Figure 3.27. On y constate une augmentation régulière de la densité de courant volumique avec l'augmentation en valeur absolue de la tension de polarisation appliquée à la diode. L'évolution de la densité de courant surfacique est bien plus soudaine. Elle n'est que peu perceptible pour une polarisation entre 0 et -0,4 V. Une comparaison avec les courbes reportant les mesures faites sur C2000-REF semble indiquer une meilleure passivation de l'échantillon C2032-FP en raison de la densité de courant surfacique inférieure pour les faibles tensions de polarisation (jusqu'à -0,4 V). Cependant, on peut remarquer une tendance similaire pour la densité de courant volumique. Il est donc possible que l'origine de ces écarts soit un plus grand nombre de défauts présents dans la structure cristalline de l'échantillon C2000-REF que dans celle de l'échantillon C2032-FP.

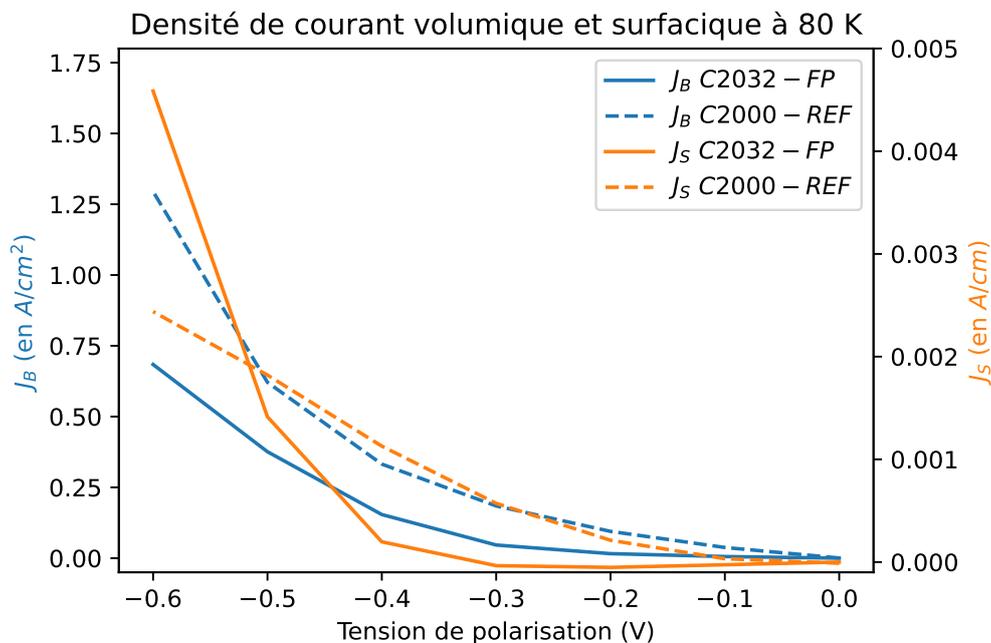


Figure 3.27 – Densités de courant d'obscurité volumique et surfacique mesurées sur les diodes aveugles de C2032-FP (traits pleins) et de C2000-REF (traits pointillés) à une température de consigne de 80 K.

Cette évolution de la densité de courant surfacique ( $J_S$ ) avec la tension de polarisation est encourageante quant à la qualité de la passivation assurée par la couche de AZ1518. En effet, aux faibles tensions de polarisation qui seront utilisées par la suite, la majorité du courant semble venir du volume et non des flancs.

## Réponse spectrale

Des mesures de réponse spectrale ont pu être effectuées à plusieurs températures sur l'échantillon C2032-FP. Celles-ci sont représentées Figure 3.28. Ces grandeurs sont présentées en unités arbitraires telles que directement mesurées par le montage. Elles sont chacune le fruit de 100 scans moyennés par le FTIR. Ceci est à mettre en regard des 1000 scans nécessaires pour obtenir une réponse spectrale qui n'était pas trop bruitée sur C2000-REF. Le spectre de transmission du filtre utilisé lors des mesures de réponse sous flux contrôlé a été ajouté en pointillés gris afin de montrer la gamme spectrale d'éclairement au cours de ces mesures.

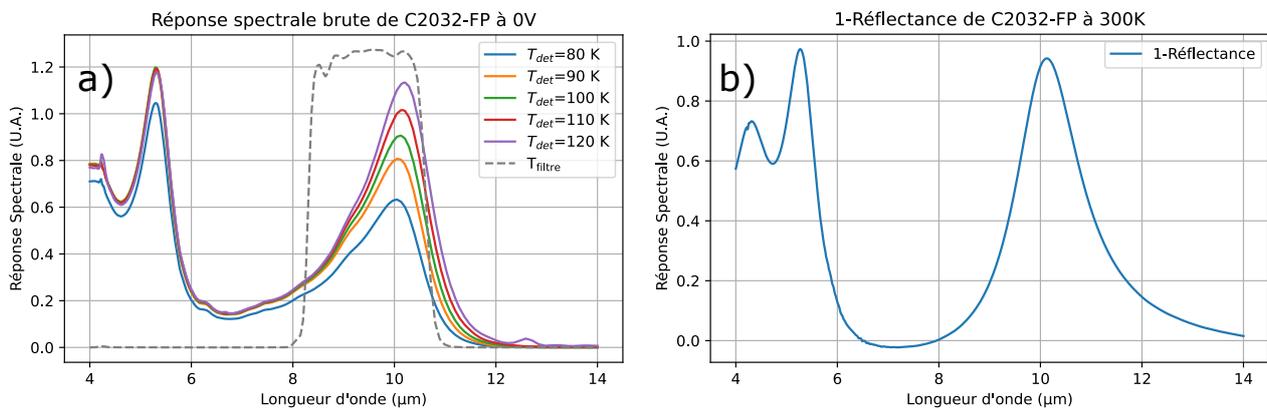


Figure 3.28 – a) Réponse spectrale de l'échantillon C2032-FP à polarisation nulle à différentes températures de détecteur. En pointillés gris transmission du filtre utilisé pour les réponses sous flux contrôlé. b) 1-Réflectance de l'échantillon à 300 K.

On distingue sur ce graphique un spectre à deux pics de réponse sur la gamme de longueurs d'ondes considérée. Le premier pic à  $5,2 \mu m$  correspond au second ordre de résonance de la cavité Fabry-Perot et le second pic à  $10 \mu m$  correspond à la résonance visée lors de la conception de l'empilement. L'intensité absolue n'est pas représentative puisque l'alignement du montage a pu légèrement varier d'une mesure à l'autre. En revanche on remarque une évolution de la forme du rendement quantique en fonction de la température. Le pic à  $10 \mu m$  a une amplitude 60% de celui à  $5 \mu m$  à 80 K et atteint la même amplitude à 120 K. Cette augmentation peut être due à une évolution de la réponse du détecteur T2SL compris entre les deux miroirs d'InAsSb. En effet on s'attend d'après la littérature à ce que la bande interdite du T2SL s'abaisse avec une augmentation de la température [20]. En supposant que la réponse est limitée à basse température par la longueur d'onde de coupure du détecteur, cela explique que la réponse observée du second pic augmente avec la température. De plus, la longueur d'onde de coupure se décale vers les grandes longueurs d'ondes avec une élévation de la température. Ceci est cohérent avec l'explication de l'augmentation du second pic proposée.

Les spectres de la Figure 3.28 a) sont à comparer avec le spectre tiré de la mesure de réflectance de la Figure 3.28 b). Cette dernière Figure présente les résultats des mesures présentées sous-section 3.2.2 On retrouve bien les deux pics principaux de la cavité Fabry-Perot constituée par l'échantillon. De même, on retrouve le pic d'absorption plus ténu vers  $4,2 \mu m$ . On peut remarquer que les résonances ont subi un léger décalage vers les courtes longueurs d'ondes qui est dû à l'évolution des indices optiques avec la température. Rappelons que les mesures optiques ont été effectuées à température ambiante contrairement aux mesures de réponse spectrales électro-optiques qui ont été effectuées à basses températures. Enfin, on constate que la coupure à haute longueur d'onde est plus abrupte pour les réponses électro-optiques que pour la mesure de réflectance. Là encore, ceci est cohérent avec notre hypothèse que la longueur d'onde de coupure du détecteur est le facteur limitant pour la réponse électro-optique à haute longueur d'onde.

Une étude de l'évolution de la réponse spectrale en polarisation a été menée à 80 et 120 K sur C2032-FP. Les résultats de cette campagne de mesures sont présentés Figure 3.29. On remarque que les réponses spectrales ne sont que peu modifiées par l'application d'une tension de polarisation. Les courbes sont de plus en plus bruitées avec l'augmentation de la tension de polarisation inverse mais la forme reste sensiblement la même.

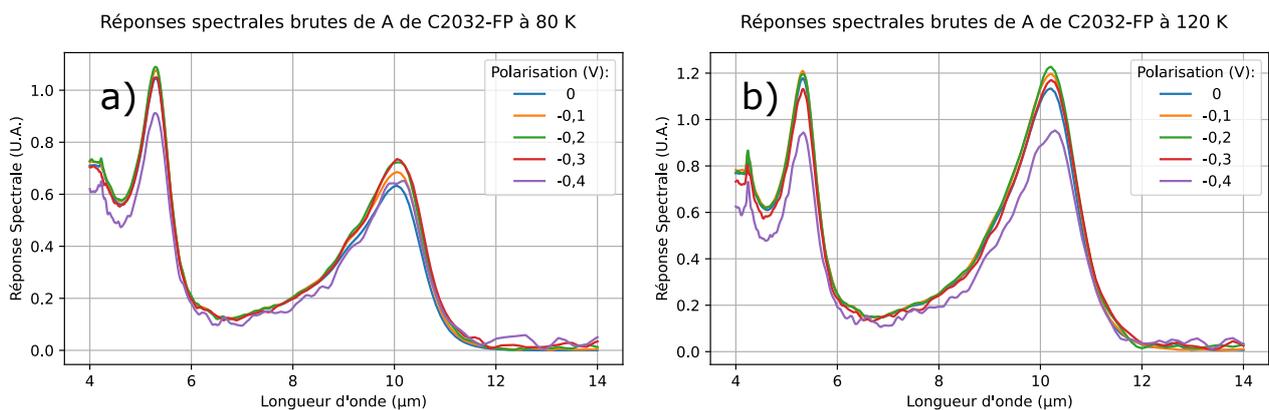


Figure 3.29 – Réponse spectrale de l'échantillon C2032-FP pour différentes tensions de polarisation à 80 et 120 K.

La forte ressemblance entre ces courbes et leur bruit respectif nous permettent de justifier l'utilisation des réponses spectrales à polarisation nulle pour le calcul du flux utile. En effet, il est nécessaire pour ce calcul d'intégrer la réponse du détecteur. L'intégration d'une courbe de réponse spectrale bruitée serait une source d'erreur sur le calcul du flux utile. Nous avons donc fait le choix d'utiliser les réponses spectrales à polarisation nulle, indépendamment de la tension de polarisation utilisée pour les mesures.

### Courant sous flux

Les mesures de courant sous flux ont été effectuées sur l'échantillon C2032-FP à l'aide du montage présenté au paragraphe 3.3.1. Ces mesures n'ont pas été effectuées avec le même nombre de points que les précédentes afin de réduire les temps de mesures. Les caractéristiques pour différentes températures de consigne de l'échantillon, de 80 K à 120 K, sont présentées Figure 3.30. On remarque sur le graphique a) pour les tensions de polarisations faibles, un écart conséquent entre les différentes caractéristiques suivant les conditions d'illuminations. Les caractéristiques restent quasiment identiques pour la température de consigne de 90 K (b). Au-delà de cette température, à conditions équivalentes, on constate sur les graphiques (c) et (d) que le courant total augmente faiblement avec la température de détecteur. L'écart entre les niveaux de densité de courant dû aux conditions d'illumination semble réduire à mesure que la température augmente. Un écart plus faible en fonction des conditions d'illumination est constaté à 110 K (d) qu'à 80 K pour les tensions de polarisation inverses faibles (aux environs de -0,05V). On peut remarquer que le niveau de courant semble plus faible à polarisation nulle à plus haute température. Ce phénomène n'est pas constant et apparaît sur certains points de mesure seulement. Nous attribuons ceci au changement de calibre automatique du Keithley au cours de la mesure (ces effets sont visibles lorsque le point de mesure précédent à +0,05 V dépasse les 100  $\mu$ A en valeur absolue). On remarque ainsi pour une polarisation inférieure à 0,2 V, le courant mesuré est proche du courant d'obscurité.

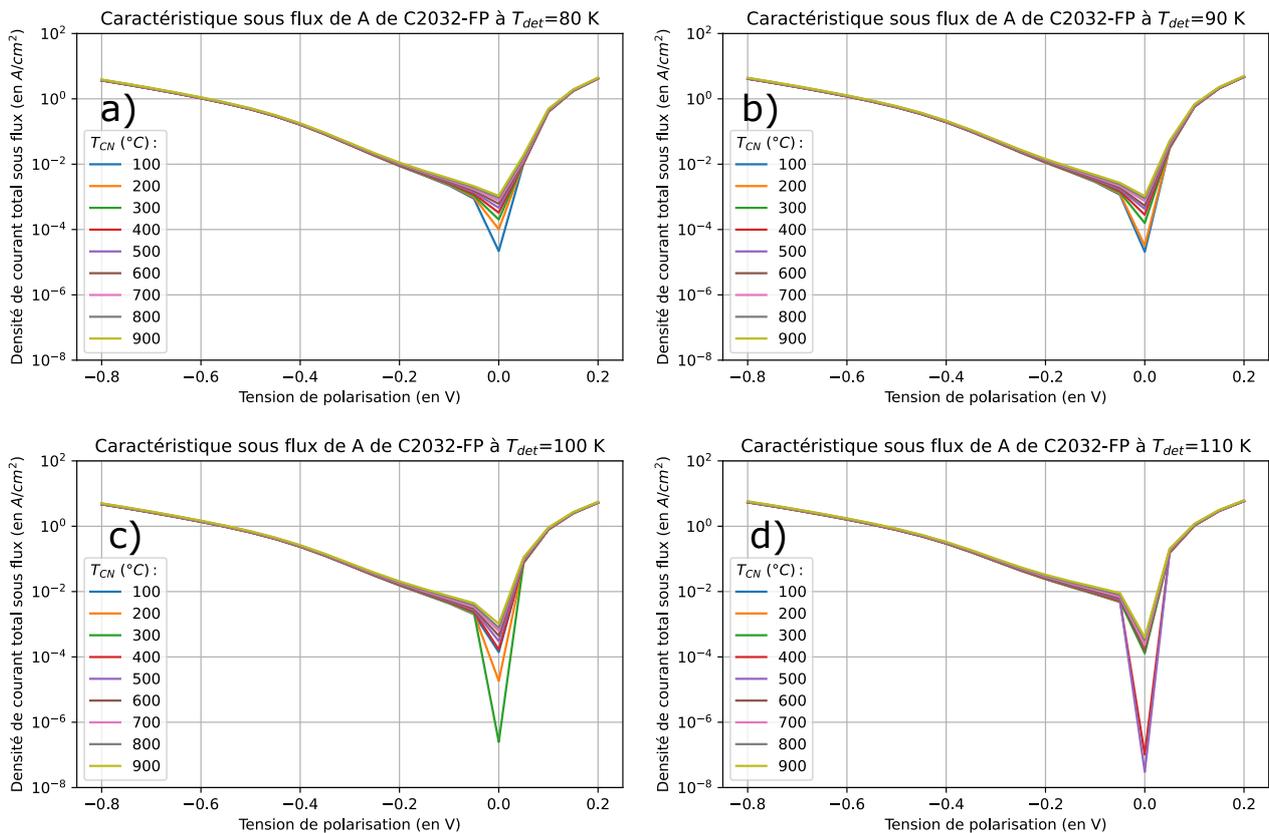


Figure 3.30 – Caractéristique sous flux pour différentes conditions d'illumination de C2032-FP pour une température de consigne de l'échantillon à 80 K a), 90 K b), 100 K c) et 110 K d).

## Rendement quantique

À partir de ces mesures, on peut extraire le rendement quantique comme expliqué en début de section 3.3. Les courants total, d'obscurité et photonique à 80 K sont tracés en fonction du flux utile Figure 3.31 pour plusieurs tensions de polarisation inverse de la photodiode. La température de 80 K est la consigne pour l'asservissement en température de la table froide. Pour rappel, la mesure de la température réelle de l'échantillon permet de déduire la valeur du courant d'obscurité. À polarisation nulle, graphique (a), le courant d'obscurité est très faible. Les courants total et photonique sont donc superposés. Dans ce cas, l'évaluation du rendement quantique via le courant photonique et celle via le courant total sont donc équivalentes. Pour les graphiques b, c et d, on remarque une évolution du courant d'obscurité avec le flux utile. Ceci est dû à l'élévation en température du détecteur et souligne l'intérêt d'une telle correction. Les températures réelles détecteur relevées au cours de la mesure ont été ajoutées pour les deux flux extrêmes sur le graphique (b). On constate une nette augmentation de la part du courant d'obscurité et donc une diminution de celle du courant photonique dans le courant total avec l'augmentation de la polarisation inverse de la photodiode. Ainsi, alors que le courant photonique représente environ 30% du courant total à -0,1 V pour le plus haut flux ( $1,5 \cdot 10^{14}$ ), cette proportion tombe à une dizaine de pour-cents à -0,3 V. Cette baisse se traduit par une difficulté à extraire le rendement quantique à forte polarisation.

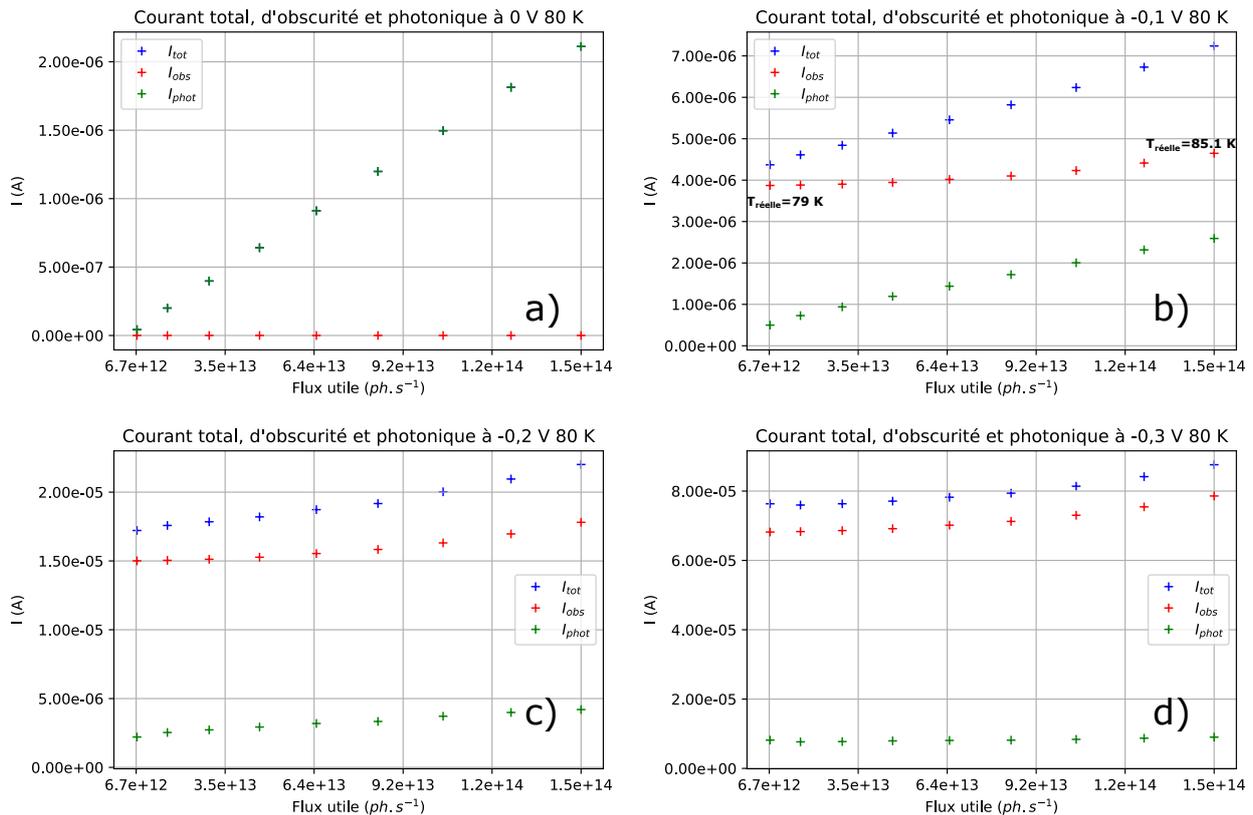


Figure 3.31 – Courants total, d'obscurité et photonique de l'échantillon C2032-FP à 80 K. En a) à polarisation nulle, en b) à polarisation de -0,1 V en c) en polarisation inverse de -0,2 V et en c) en polarisation inverse de -0,3 V. Le courant total sous flux est représenté en bleu, le courant d'obscurité en rouge et le courant photonique en vert.

Le rendement quantique extrait pour chacune de ces polarisations à 80 K est présenté Figure 3.32. Les flux utiles ayant été calculés à l'aide de la réponse spectrale normalisée à la longueur d'onde de 10  $\mu\text{m}$ , la valeur calculée est alors celle du rendement quantique à cette longueur d'onde. On constate pour les graphiques (a) et (b) une très bonne linéarité du courant photonique avec le flux et un rendement quantique de l'ordre de 9%. À mesure que la tension de polarisation inverse appliquée augmente, on remarque que la linéarité diminue. Ceci est attribué au niveau de courant d'obscurité qui augmente par rapport au courant total. On observe que pour les graphique (c) et (d) les points pour lesquels le corps noir est à plus basse et plus haute température ( $6,7 \times 10^{12}$  et  $1,5 \times 10^{14}$  photons par seconde) suivent moins bien la relation linéaire que les points intermédiaires. Pour le graphique (d), le premier point de mesure mène à une sous-évaluation du rendement quantique. Ce dernier rendement quantique n'est pas à considérer avec une grande confiance et a été rendu visible ici pour illustrer les limites de notre méthode de traitement. Plus généralement, il faut veiller à la bonne linéarité de ces mesures qui est un indicateur de la confiance à accorder à la valeur de rendement quantique extraite. Un rendement quantique n'a pas pu être extrait de façon fiable pour les polarisations inverses plus importantes.

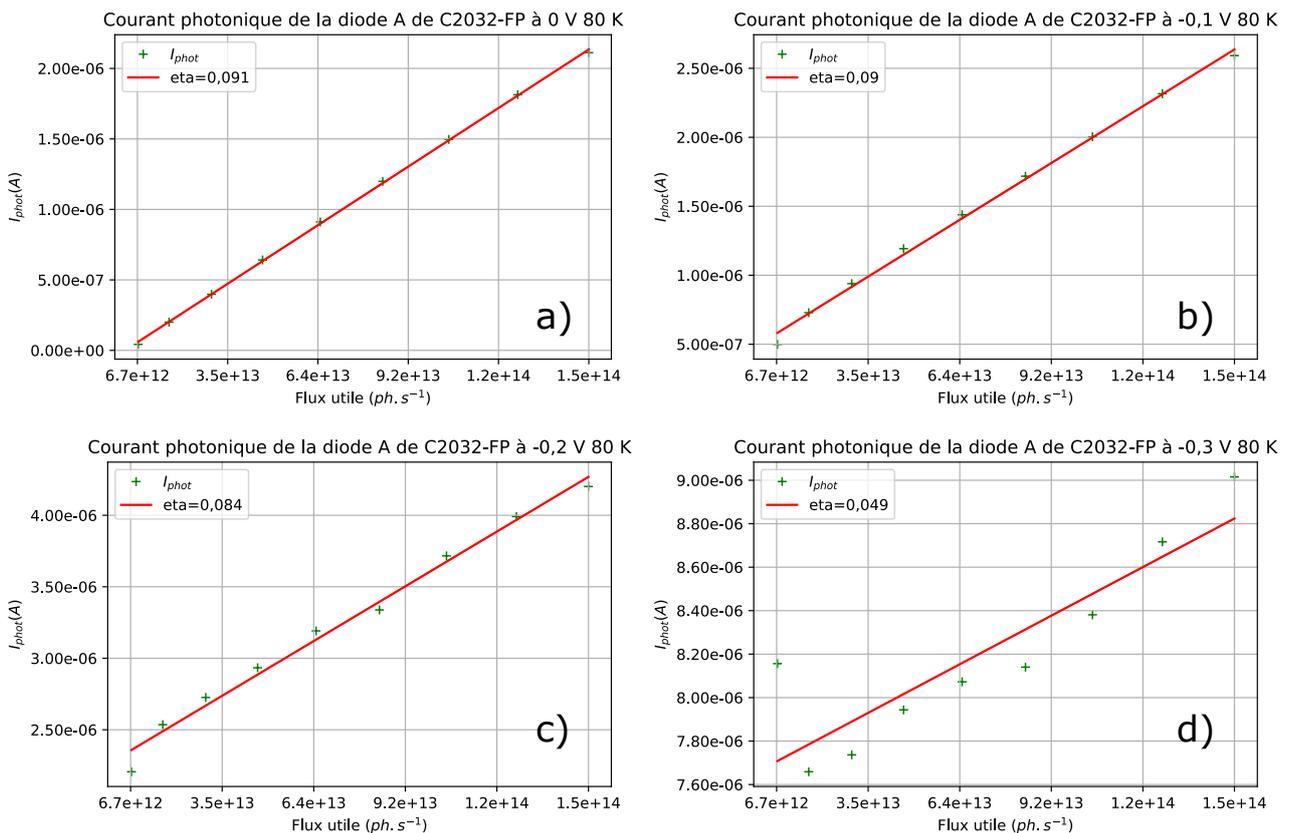


Figure 3.32 – Courant photonique et régression linéaire de l'échantillon C2032-FP à 80 K. En a) à polarisation nulle, en b) à polarisation de -0,1 V en c) en polarisation de -0,2 V et en c) en polarisation de -0,3 V.

Les rendements quantiques extraits ont permis la mise à l'échelle de la réponse spectrale de la photodiode. Les spectres de rendement quantique externe de la photodiode A à 80 K, pour différentes tensions de polarisation inverse, sont illustrées Figure 3.33. Comme expliqué en partie 3.3.3, la réponse spectrale à polarisation nulle a été ici prise afin de représenter la forme du rendement quantique. On constate que les courbes de rendement quantique externe sont presque superposées pour les tensions de polarisation de 0 V, -0,1 V et -0,2 V. Les valeurs de rendement quantique extraites étant respectivement de 9,1; 9 et 8,4 %. Ceci n'a pas de réalité physique mais est une conséquence indirecte de l'augmentation de la part du courant d'obscurité dans le courant total qui complique l'extraction du rendement quantique.

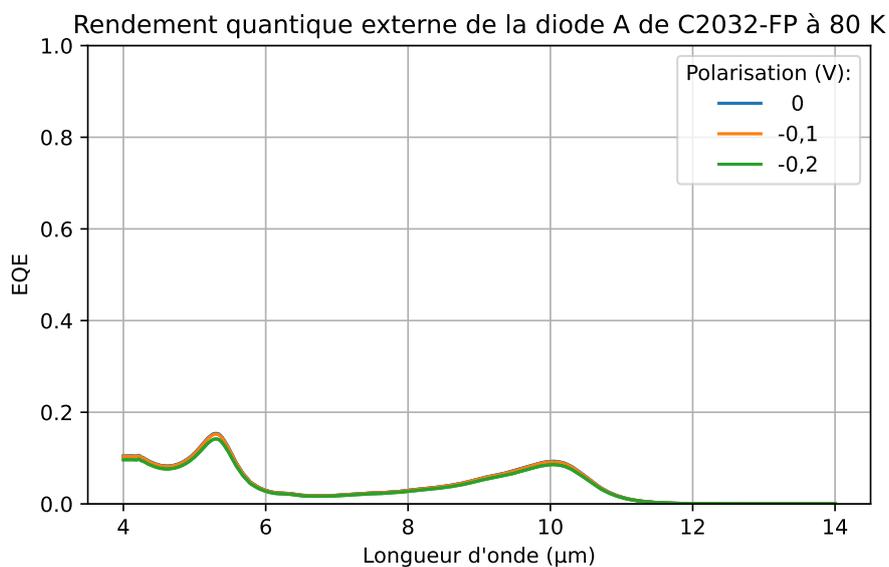


Figure 3.33 – Rendement quantique externe de C2032-FP à  $T_{det} = 80$  K.

De façon similaire, le rendement quantique a pu être extrait à différentes températures. Les Figures 3.34 et 3.35 présentent les courants totaux, d'obscurité et photoniques de la photodiode A, respectivement à 90 et 100 K, pour différentes tensions de polarisation inverse. On constate la part grandissante du courant d'obscurité avec une augmentation de la température ainsi qu'avec une plus forte polarisation. Ainsi, une extraction de rendement quantique reste possible de 0 à -0,2 V à 90 K mais la part du courant d'obscurité est trop importante pour permettre une extraction convenable pour une polarisation non-nulle à 100 K.

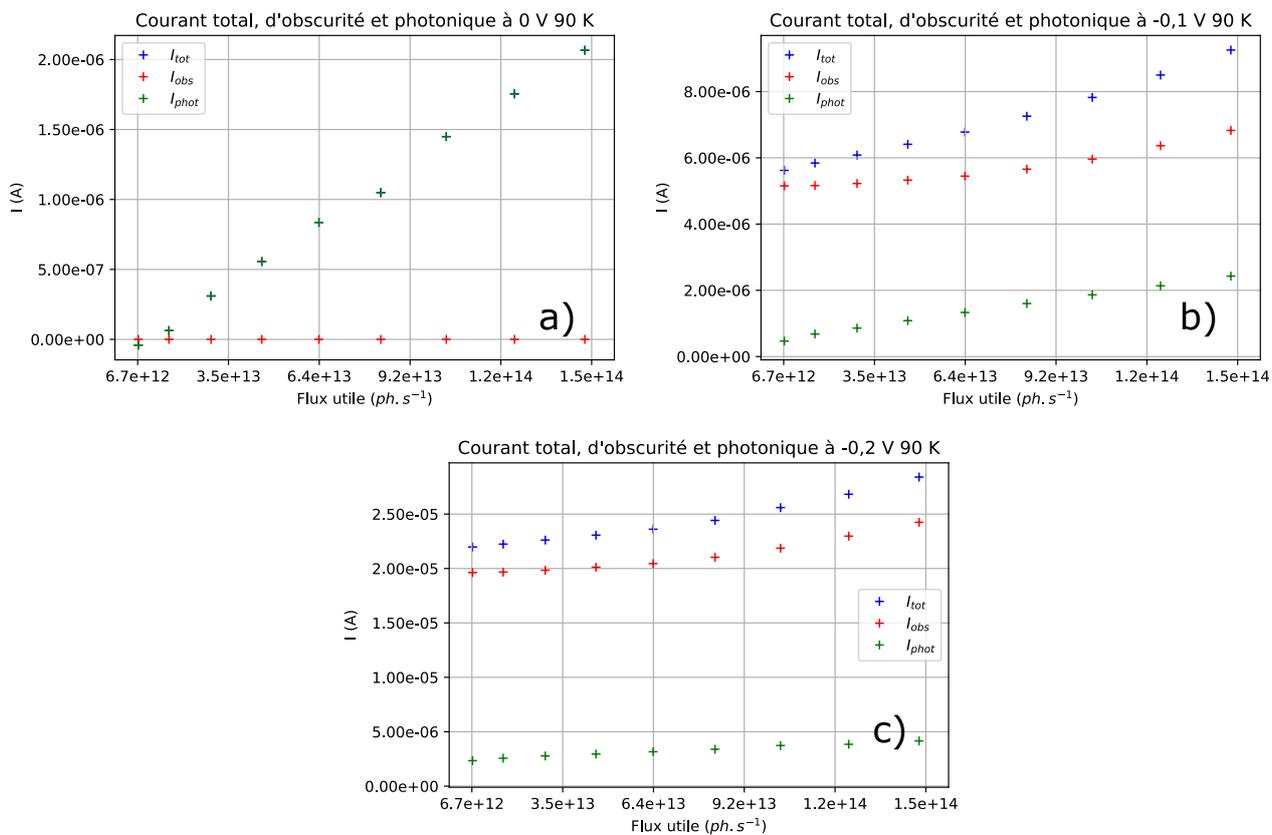


Figure 3.34 – Courant total, d'obscurité et photonique de la photodiode A de l'échantillon C2032-FP à une température de consigne de 90 K à polarisation nulle a), -0,1 V b) et -0,2 V c).



Les tentatives d'extraction de rendement quantique à plus hautes températures de façon fiable se sont avérées infructueuses. Ceci est illustré pour la polarisation nulle Figure 3.36. Sur le graphique (a), on remarque que le courant total et photonique sont superposés puisque le courant d'obscurité est presque nul. La pente est positive mais le courant est négatif pour les faibles flux. Sur le graphique (b) la linéarité du courant photonique observée par rapport au flux utile n'est pas idéale et les points de mesure semblent suivre une courbe légèrement concave. On remarque que les deux points correspondant à des températures de corps noir de 400 et 500° C présentent des courants nuls qui étaient trop faibles pour être mesurés avec le calibre sélectionné de l'ampèremètre.

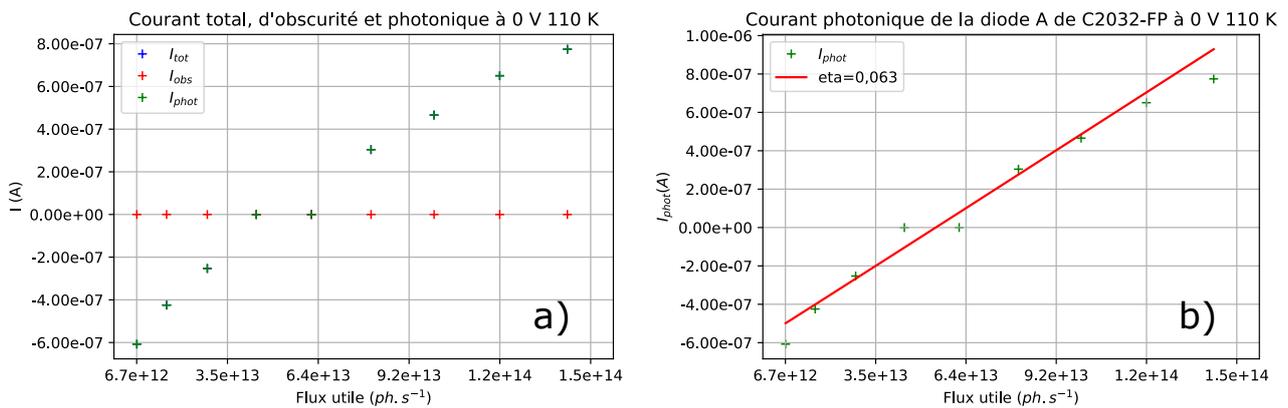


Figure 3.36 – a) Courant total, d'obscurité et photonique de l'échantillon C2032-FP à polarisation nulle à 110 K, en fonction du flux utile en photons par secondes. b) courant photonique et sa régression linéaire en fonction du flux utile.

Ce rendement quantique externe de 6,3% est inférieur à celui relevé pour les températures plus basses qui est de l'ordre de 10%. Là encore, ceci est attribué à la difficulté d'extraction d'information des mesures de courant total et n'a probablement pas de réalité physique.

Le rendement quantique externe pour les températures de 80 à 100 K est présenté Figure 3.37. On y constate une légère augmentation du rendement avec la température, qui va dans le sens des observations notées sur les mesures de forme de rendement Figure 3.28. Le courant d'obscurité trop important ne permet malheureusement pas de conclure quant à cette évolution à plus haute température.

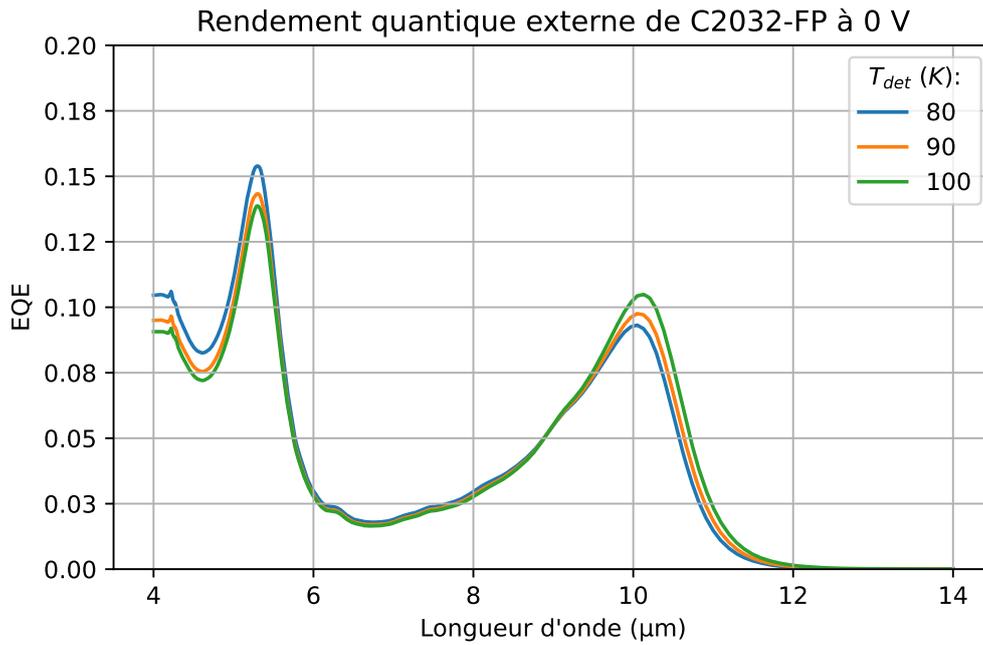


Figure 3.37 – Rendement quantique de C2032-FP à différentes températures.

### 3.4 . Conclusion des mesures sur les détecteurs fins non nanostructurés

En conclusion de cette campagne de mesure l'échantillon C2032-FP a montré une bien meilleure homogénéité que l'échantillon C2000. L'étude de l'évolution du courant d'obscurité en température a montré la transition entre deux régimes différents entre 110 et 120 K. L'estimation des contributions volumiques et surfaciques du courant d'obscurité s'est montrée encourageante avec une densité de courant surfacique quasi-nulle jusqu'à une polarisation de -0,4 V. Les mesures de forme de rendement ont montré une réponse fortement signée spectralement avec un pic de réponse correspondant à la résonance mesurée optiquement pour la structure. Ces réponses spectrales ont montré une forte dépendance à la température mais n'ont pas montré de dépendance à la tension de polarisation. Le rendement quantique externe de C2032-FP a pu être extrait de façon fiable pour des températures de détecteur allant de 80 à 100 K à polarisation nulle et à faible polarisation inverse. Dans ces conditions-là, la valeur du rendement quantique à  $10\ \mu\text{m}$  est d'environ 10%. L'évolution du second pic de la réponse spectrale avec la température, observée lors des mesures de réponses spectrales, se constate aussi sur les rendements quantiques externes ajustés(cf. 3.37). En revanche, l'augmentation absolue de ce second pic reste faible dans les mesures de rendement quantique. La comparaison de ces mesures de rendement avec celles effectuées sur l'échantillon C2000-REF permet d'évaluer l'apport du résonateur à un facteur deux environ. Quoiqu'un peu moins élevé que la valeurs de la littérature (qui fait état d'un facteur 2,7 pour une insertion d'une photodiode PIN dans une cavité Fabry-Pérot résonant à  $10\ \mu\text{m}$  [35]), ces mesures ont mis en évidence l'intérêt de celui-ci. La valeur du rendement quantique externe à  $10\ \mu\text{m}$  étant passé de 5% à 10% avec l'ajout du miroir supérieur et du miroir arrière pour des détecteurs d'épaisseur et de composition similaire.

D'autres mesures pourraient s'avérer intéressantes pour conclure de façon plus certaine sur l'intérêt de telles structures. Sur les mêmes échantillons, une nouvelle série de mesures de rendement quantique avec un filtre centré sur  $5\ \mu\text{m}$  pourrait apporter une meilleure évaluation du rendement quantique de C2000-REF puisque sa réponse est environ deux fois plus élevée que celle à  $10\ \mu\text{m}$ . Puisque l'échantillon C2032-FP présente lui aussi un pic aux alentours de  $5,25\ \mu\text{m}$ , son rendement quantique pourrait être évalué dans les mêmes conditions. Dans le cas où des mesures similaires devraient être effectuées sur des échantillons différents, il pourrait être intéressant de comparer ces rendements quantiques externes à celui d'un photodétecteur de même composition et épaisseur reposant sur un miroir d'InAsSb fortement dopé similaire au miroir arrière de C2032-FP. Ceci risquerait de créer une résonance Fabry-Perot par le saut d'indice entre le super-réseau et l'air qui pourrait jouer le rôle de miroir partiellement réfléchissant et ceci est la raison pour laquelle il a été choisi dans cette étude de réaliser un échantillon sans miroir arrière en guise de référence. Cependant un tel échantillon permettrait de vérifier l'apport d'une cavité résonante par rapport à un détecteur tel que généralement utilisé sur circuit de lecture.



## 4 - Étude expérimentale optique de composants nanostructurés pour une absorption large bande

Nous avons donc vu que le recours à des photodétecteurs d'épaisseur réduite permet d'abaisser le courant d'obscurité. L'amélioration de ce point n'est cependant pas suffisant puisque les performances d'un détecteur dépendent aussi d'autres grandeurs comme le rendement quantique externe. Plusieurs facteurs y contribuent donc : la capacité du détecteur à absorber les photons incidents, la proportion de ces photons absorbés qui va participer à la photo-génération de porteurs de charges libres et enfin la capacité de collecte de ces charges. Nous nous pencherons ici sur le premier de ces facteurs à savoir l'absorption optique des structures. Nous nous reposerons pour cela sur l'étude optique des photodétecteurs fins dont la réponse opto-électronique a été étudiée au chapitre précédent ainsi que sur des échantillons nanostructurés réalisés dans les salles blanches du C2N à partir d'épitaxies fournies par l'IES. Dans ce chapitre, après avoir présenté les échantillons étudiés ainsi que leur fabrication, nous présenterons et analyserons les résultats de mesure de réflectivité en regard des performances attendues, puis nous conclurons sur les enseignements de ces mesures.

### 4.1 . Présentation des échantillons

Les mesures de réflectivité ont été réalisées sur deux échantillons nommés C1745C2 et C1753C2 qui correspondent respectivement à la structure fine et épaisse présentées en partie 2.2.2 et 2.2.3. Ces deux échantillons ont été fabriqués à partir d'épitaxies de la série 17XX fournies par l'IES et la réalisation du masque et la gravure des nanostructures ont été réalisée au C2N. Les structures visées sont présentées Figure 4.1.

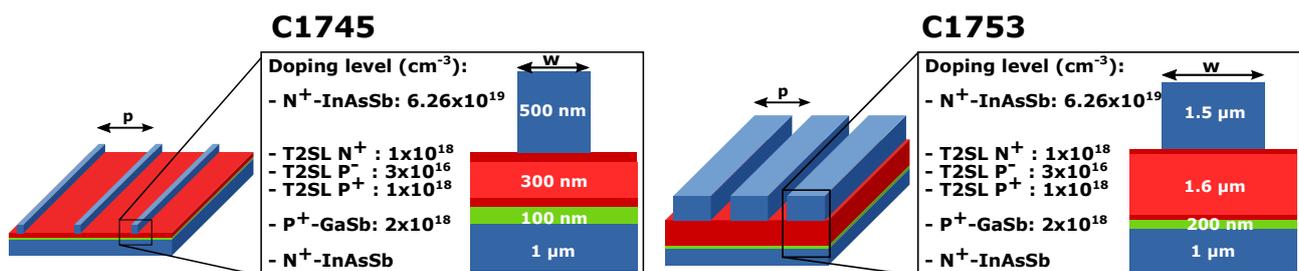


Figure 4.1 – Structures des échantillons C1745 et C1753. En vert le GaSb, en rouge le superréseau et en bleu foncé l'InAsSb fortement dopé. p désigne la période du réseau de  $3,5 \mu\text{m}$  pour les deux structures et w la largeur des rubans, respectivement  $400 \text{ nm}$  et  $2,3 \mu\text{m}$

Les deux échantillons ont été épitaxiés sur un substrat en GaSb et débutent par une couche de reprise d'épitaxie de 200 à 300 nm. L'échantillon C1745 est composé d'un miroir de 1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur en InAsSb fortement dopé au dessus duquel une couche séparatrice de 100 nm de GaSb, puis 300 nm de T2SL et enfin 500 nm d'InAsSb fortement dopé ont été déposés. Dans le cas de l'échantillon C1753, l'empilement épitaxié est un miroir de 1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur en InAsSb fortement dopé au dessus duquel une couche séparatrice de 200 nm de GaSb, puis 1,6  $\mu\text{m}$  de T2SL et enfin 1,5  $\mu\text{m}$  d'InAsSb fortement dopé ont été déposés. Pour les deux échantillons cette dernière couche est celle vouée à être nanostructurée.

Le procédé de gravure des échantillons développé au C2N est illustré Figure 4.2. Les masques ont été réalisés à partir de couches d'une épaisseur de 500 nm en résine AZ nLOF. Ces masques ont été insolés par masqueur électronique RAITH EBPG 5000 plus. Des tests de doses ont déterminé qu'une énergie de 70  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$  était suffisante pour la bonne réalisation du masque. Une fois le masque développé au 0.26N (2.38%) TMAH, la gravure a été réalisée par voie sèche dans un bâti de gravure ICP-RIE (pour Inductively Coupled Plasma et Reactive Ion Etching) SENTECH SI500. L'optimisation de cette gravure a mené à l'utilisation de 30 sccm de HBr et 1 sccm  $\text{O}_2$  pour une gravure à basse pression et haute température (150°C). Après dissolution du masque en résine dans le diméthylsulfoxyde, les échantillons sont prêts à être caractérisés. Les essais de gravure réalisés pour l'optimisation du procédé ont par ailleurs déterminé une forte influence de l'orientation du motif par rapport à la maille cristalline.

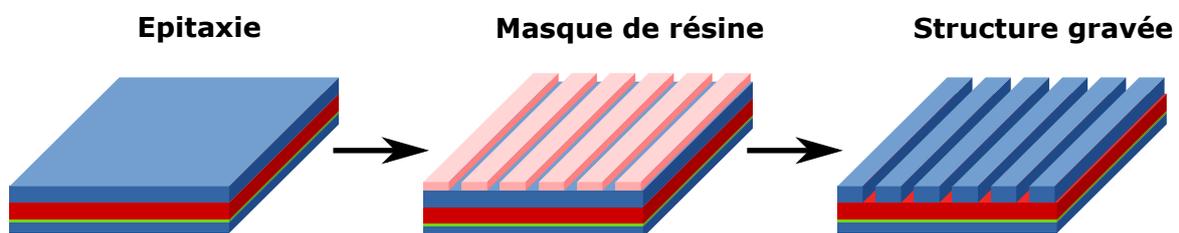


Figure 4.2 – Représentation de l'épitaxie pleine plaque (à gauche), l'épitaxie recouverte du masque développé (au milieu), la structure gravée après dissolution de la résine (à droite).

Deux masques ont été réalisés afin de correspondre aux nanostructurations des structures multi-résonantes fine et épaisse de Figure 4.1, respectivement les échantillons numéro C1745 et C1753. Les deux masques ont été réalisés suivant le même modèle présenté Figure 4.3 : Il y a neuf tampons qui explorent différentes orientations et trois variations géométriques. Chaque ligne représente une largeur de ruban avec, de gauche à droite, un premier tampon représentant un réseau à une dimension à ruban vertical (aligné avec la direction de clivage), un deuxième réseau à une dimension à ruban horizontal (perpendiculaire à la direction de clivage) et enfin un réseau à deux dimensions orienté suivant l'oblique (à 45 degrés de la direction de clivage). Les variations de largeur de ruban ont été introduites en anticipation des écarts entre la consigne et la largeur de ruban réel et les différentes orientations des réseaux à une dimension ont été proposées pour des raisons de sélectivité de la gravure par rapport à l'orientation cristalline.

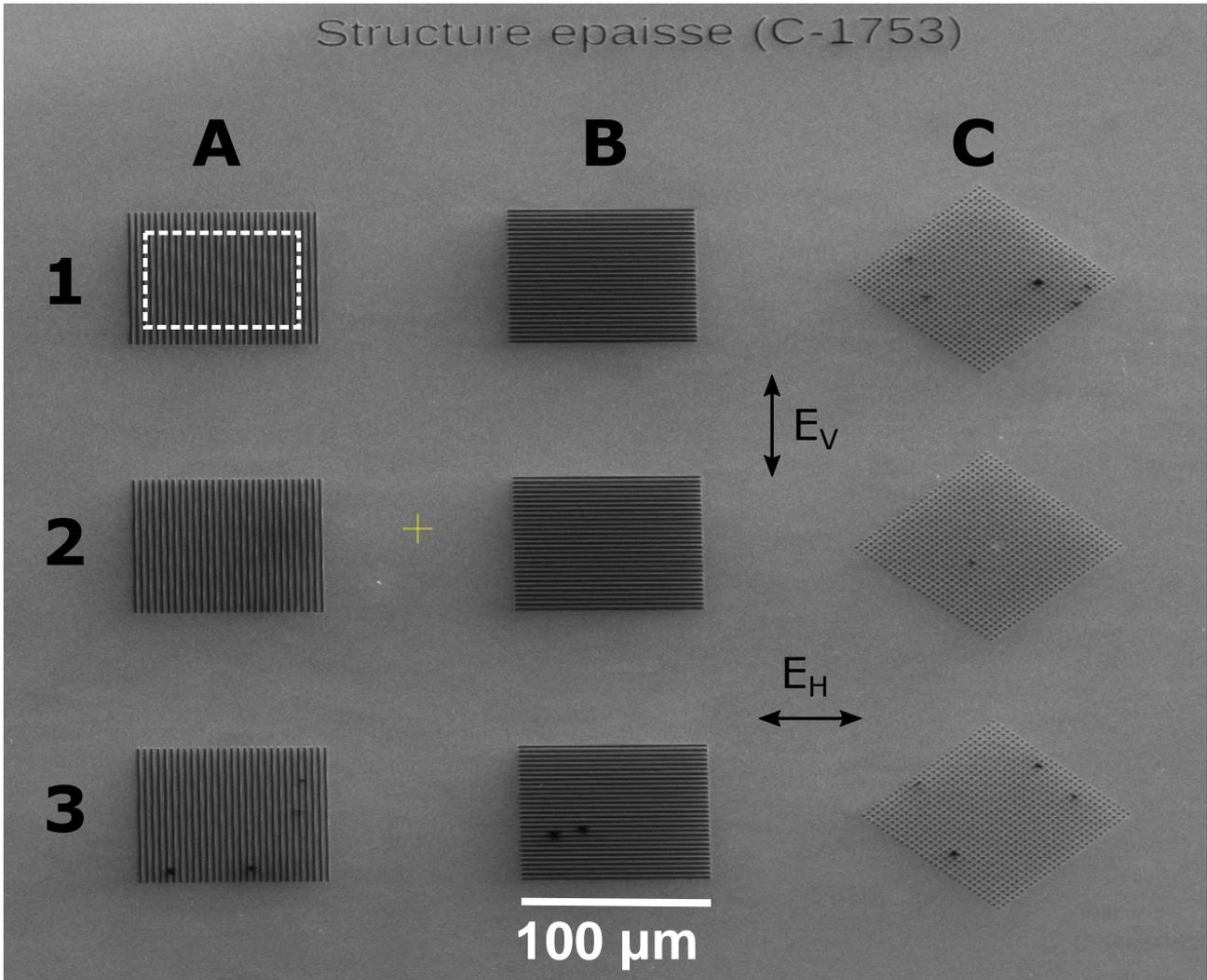


Figure 4.3 - Image au MEB de l'échantillon C1753. Ligne 1,2,3 correspondant aux différentes largeurs de ruban (ici  $2,35 \mu m$ ,  $2,3 \mu m$  et  $2,25 \mu m$ ). Colonne A,B,C : réseaux verticaux, horizontaux et 2D. En pointillé blanc, zone typique d'observation sur le microscope Hyperion.  $E_V$  et  $E_H$  : représentation de la polarisation verticale et horizontale; parallèle ou perpendiculaire aux rubans suivant l'orientation du réseau.

La Table 4.1 résume les différents paramètres géométrique en fonction de l'échantillon et de la ligne considérée. La période  $p$  des réseaux est identique pour les deux échantillons. Les largeurs de rubans des éléments des lignes 1, 2 et 3 respectivement notées  $w_1$ ,  $w_2$  et  $w_3$  varient d'un échantillon à l'autre. Elles valent  $400 \pm 50 \text{ nm}$  pour l'échantillon C1745 et de  $2,3 \mu\text{m} \pm 50 \text{ nm}$  pour C1753. Ceci correspond aux dimensions prévues pour les structures multi-résonantes fines et épaisse simulées en section 2.2 pour lesquels une variation de plus ou moins  $50 \text{ nm}$  a été explorée.

	Échantillon C1745	Échantillon C1753
Période $p$	$3,5 \mu\text{m}$	$3,5 \mu\text{m}$
Largeur de ruban $w_1$	$450 \text{ nm}$	$2,35 \mu\text{m}$
Largeur de ruban $w_2$	$400 \text{ nm}$	$2,3 \mu\text{m}$
Largeur de ruban $w_3$	$350 \text{ nm}$	$2,25 \mu\text{m}$

Table 4.1 – Structure des réseaux à deux dimensions des échantillon C1745 (gauche) et C1753 (droite).

Les réseaux à deux dimensions des deux échantillons sont représentés Figure 4.4. Pour C1745, ils sont constitués de deux réseaux 1D perpendiculaires ayant une largeur de ruban correspondant à la ligne (450, 400 ou 350  $\text{nm}$ ). Pour C1753, les réseaux à deux dimensions sont des réseaux de plots carrés de période de  $3,5 \mu\text{m}$  et de côté  $2,35$ ,  $2,3$  ou  $2,25 \mu\text{m}$ .

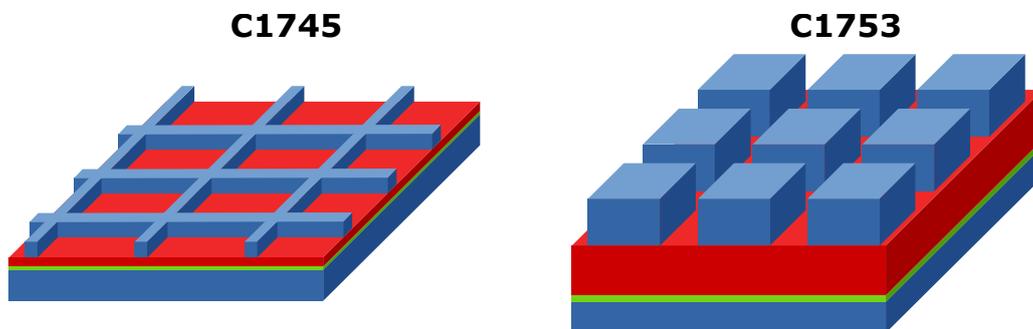


Figure 4.4 – Structure des réseaux à deux dimensions des échantillons C1745 (gauche) et C1753 (droite).

Les mesures de réflectivité ont été faites dans deux polarisations sur ces échantillons : l'une verticale l'autre horizontale. Pour une polarisation verticale et une orientation du réseau verticale le champ électrique de la lumière incidente sera donc parallèle aux rubans du réseau. Pour une orientation du réseau horizontale, ceci correspondra à une lumière polarisée perpendiculairement aux rubans du réseau. Afin de comparer la réponse optique de chacun des réseaux à une excitation similaire, nous parlerons par la suite de polarisation parallèle  $E_{\parallel}$  ou perpendiculaire  $E_{\perp}$  suivant l'orientation du champ électrique par rapport aux rubans du réseau considéré.

L'observation au microscope électronique à balayage (MEB) présentée Figure 4.5 met en évidence un profil de gravure différent suivant la direction de gravure perpendiculaire au plan de clivage. Cette sélectivité de direction cristallographique montre que la gravure lie une part chimique à son action physique. Ces pieds de gravure ont une forte influence sur la réponse optique finale des structures comme discuté en section 4.2.

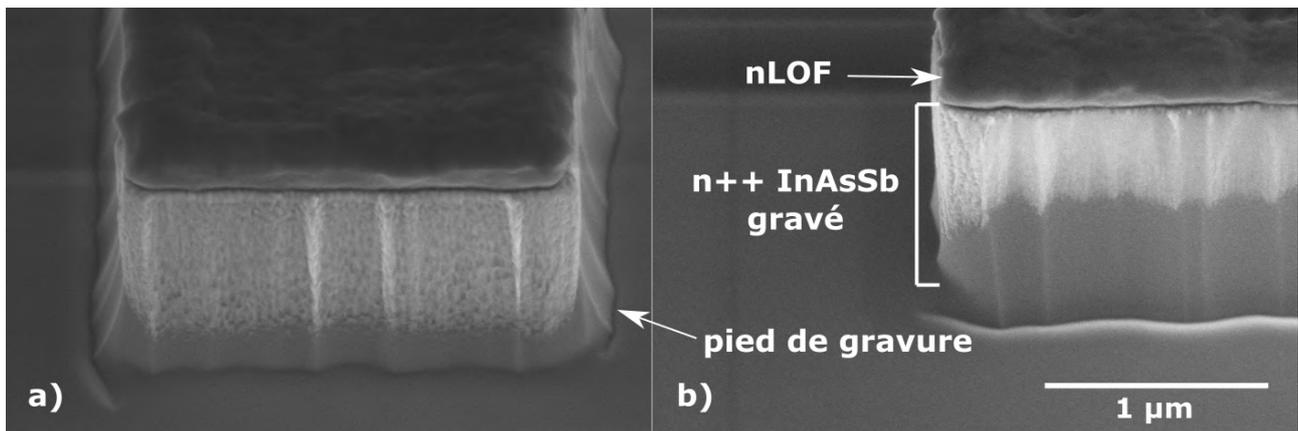


Figure 4.5 – Image au MEB sous deux angles différents avant retrait de la résine. Figure a) plan de clivage horizontal. Figure b) plan de clivage vertical.

Les échantillons optique C1745 et C1753 ont été caractérisés en réflectivité sur le banc Hyperion avec un champ inférieur à  $100 \times 100 \mu m^2$ .

## 4.2 . Réflectance de l'échantillon C1745

La réponse de l'échantillon C1745 est présentée Figure 4.6. Comme vu partie 4.1, les échantillons nanostructurés de cette partie présentent un miroir d'InAsSb fortement dopé juste en dessous de la couche détecteur. Celui-ci assure la réflexion de la lumière qui n'a pas été absorbée. On a par conséquent choisi de tracer ici l'absorption optique ( $1-R$ ) pour faciliter la comparaison avec les résultats de la partie 2.2. Les graphiques a), c) et e) correspondent à une illumination en polarisation  $E_{\parallel}$  et les graphiques b), d) et f), à une illumination polarisée  $E_{\perp}$ . Les lettres et numéros des échantillons visibles en légende correspondent aux différents tampons présentés Figure 4.3.

Concernant les réponses en polarisation  $E_{\parallel}$ , on distingue un seul pic d'absorption centré aux alentours de  $9,3 \mu m$  selon la largeur des rubans. La réponse est très similaire pour les réseaux verticaux (A) et horizontaux (B). On ne constate qu'une très faible évolution de ce pic d'absorption par rapport à la largeur du ruban. La réponse en polarisation  $E_{\parallel}$  correspond d'après les cartes de dissipation de la partie 2.2.3 à une résonance Fabry-Perot. Ceci est cohérent avec la faible dépendance de la résonance par rapport à la largeur des rubans. La ressemblance entre les réponses des réseaux A et B nous indique une faible dépendance de la résonance aux pieds de gravure. Là encore, ceci est cohérent avec sa nature.

Les réponses en polarisation  $E_{\perp}$  présentent toutes de multiples résonances sur la gamme de longueur d'onde de  $8$  à  $14 \mu m$ . Elles sont très variables d'une largeur de ruban à l'autre. Elles sont aussi distinctes en fonction de l'orientation du réseau observé. On remarque sur le graphique f) que pour le réseau vertical (A3), les résonances sont regroupées entre  $9$  et  $11 \mu m$ . En remontant au graphique d) puis b), on constate pour les réseaux A un élargissement de la zone où se trouvent ces résonances de  $9$  à  $11,3$  puis de  $8,8$  à  $11,6 \mu m$ . Le pic d'absorption à plus haute longueur d'onde subit un décalage vers le rouge avec l'élargissement du ruban. Les réseaux horizontaux (B) montrent eux aussi un spectre constitué de plusieurs résonances. Celles-ci ont lieu sur une gamme plus étendue que pour les réseaux verticaux passant de  $8,9$  à  $12,5 \mu m$  pour la réponse de B3 sur le graphique f) à  $8,7$  à  $12,8 \mu m$  pour la réponse de B1 sur le graphique b). Les spectres sont relativement similaires à ceux des réseaux verticaux, avec un écartement entre les pics d'absorption légèrement plus grand. La résonance à plus haute longueur d'onde semble se décaler vers le rouge avec un élargissement du ruban. Dans le cas de la polarisation  $E_{\perp}$  nous attribuons la nette différence entre la réponse des réseaux verticaux (A) et horizontaux (B) aux pieds de gravures présentés partie 4.1. Le décalage systématique aux plus grandes longueurs d'ondes des deux résonances les plus élevées pour les réseaux B en est la conséquence. Le pied de gravure forme une base trapézoïdale à chaque ruban. Les rubans B sont donc plus larges à leur base. Les résultats de simulation nous indiquent que la résonance de plus grande longueur d'onde est de type MIM. Ce type de résonance est très fortement dépendant de la largeur des rubans car cela représente le support de propagation des plasmons de surface qui en sont à l'origine. Ce mécanisme de résonance est cohérent avec le décalage observable de cette résonance avec l'élargissement du ruban.

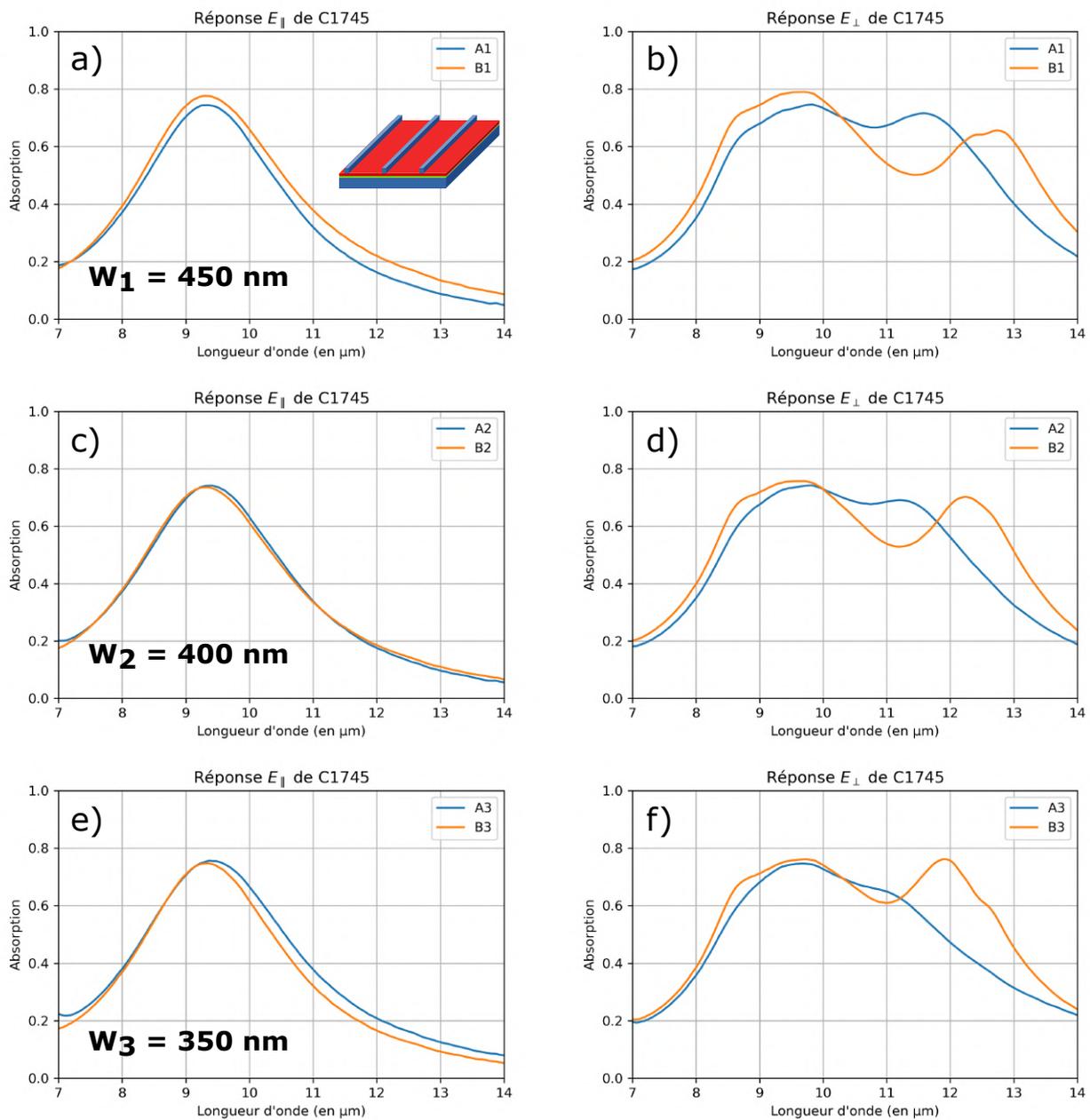


Figure 4.6 – Absorption de l'échantillon C1745. Réseaux verticaux (A) et horizontaux (B) pour les trois largeurs de ruban :  $W_1 = 450\text{ nm}$ ,  $W_2 = 400\text{ nm}$  et  $W_3 = 350\text{ nm}$

La comparaison avec les résultats de simulation de la partie 2.2.3 est présentée Figure 4.7. La réponse simulée est celle d'un réseau à une dimension de période  $3,5 \mu\text{m}$  et de largeur de ruban de  $400 \text{ nm}$ , paramètres similaires à ceux des réseaux A2 et B2. L'indice de l'InAsSb utilisé dans ces simulations est issu des mesures à température ambiante présentées en partie 2.1.2. La polarisation  $E_{\parallel}$  est simplement résonante pour les mesures comme pour la simulation. Le pic d'absorption est centré en  $9,3 \mu\text{m}$  pour les deux spectres A2 et B2 et en  $8,9 \mu\text{m}$  pour le résultat de simulation. La polarisation  $E_{\perp}$  présente de multiples résonances et une absorption relativement large pour les deux mesures et la simulation. Pour cette polarisation, la valeur maximale d'absorption atteinte pour chacun des deux tampons est inférieure à celle simulée (75% contre 94%) et a lieu sur une gamme de longueur d'onde légèrement réduite.

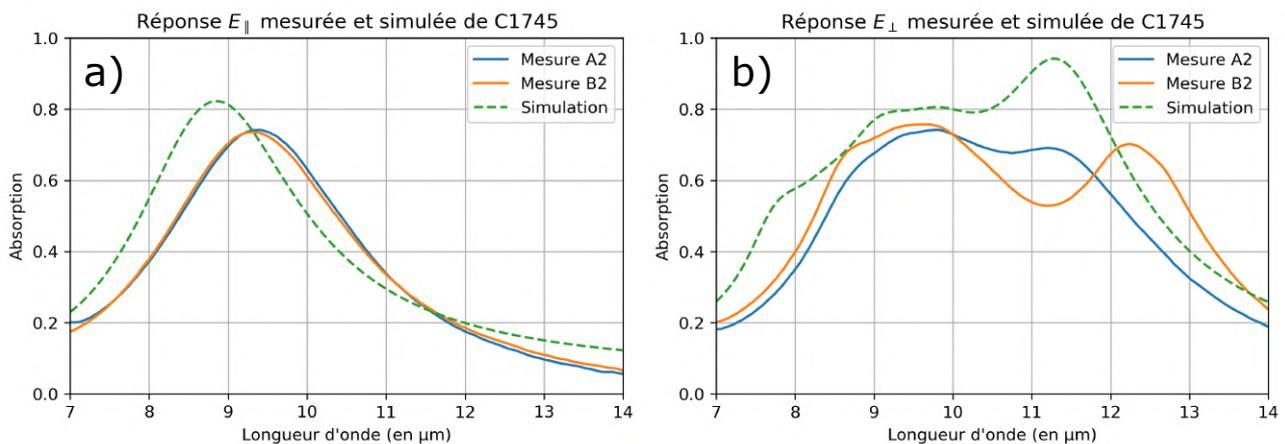


Figure 4.7 – Comparaison de réponse mesurée et simulée pour l'échantillon C1745 en polarisation a)  $E_{\parallel}$  et b)  $E_{\perp}$ . Simulation en ondes planes avec un angle d'incidence  $\theta = 18$  degrés. En bleu la réponse du tampon A2, en orange la réponse du tampon B2 et en vert pointillé, la réponse simulée pour une largeur de ruban de  $400 \text{ nm}$ .

Ces courbes nous montrent un décalage systématique des longueurs d'ondes de résonance vers les courtes longueurs d'ondes lors des simulations. La forme du spectre simplement résonante pour la polarisation  $E_{\parallel}$  et multi-résonante pour la réponse en polarisation  $E_{\perp}$  semblent relativement respectées pour le tampon B2. Un écart plus important est constaté pour le spectre du tampon A2. Des simulations prenant en compte les géométries réelles des échantillons sont nécessaires. Par exemple, à moins de réaliser plusieurs gravures et d'appliquer une optimisation laborieuse, la gravure peut ne pas correspondre aux dimensions nominales.

L'effet de plusieurs variations géométriques a été testé afin de vérifier leur influence. Le spectre d'absorption simulé pour différentes largeurs de rubans est représenté Figure 4.8. Pour cette simulation, les autres paramètres ont été pris à leur valeur nominale. Le spectre orange représentant la structure initialement visée avec une largeur de ruban  $w = 400 \text{ nm}$ , il sera reporté dans les graphiques suivant afin de faciliter la comparaison entre les spectres. On constate que les spectres sont relativement similaires pour les longueurs d'ondes en dessous de  $10 \mu\text{m}$ . Le pic aux plus hautes longueurs d'onde, lui, se déplace avec l'élargissement du ruban. Il passe de  $11 \mu\text{m}$  pour une largeur de  $w = 350 \text{ nm}$  à  $11,7 \mu\text{m}$  pour une largeur de  $w = 450 \text{ nm}$ . On remarque que l'intensité de l'absorption augmente à mesure que le ruban s'élargit.

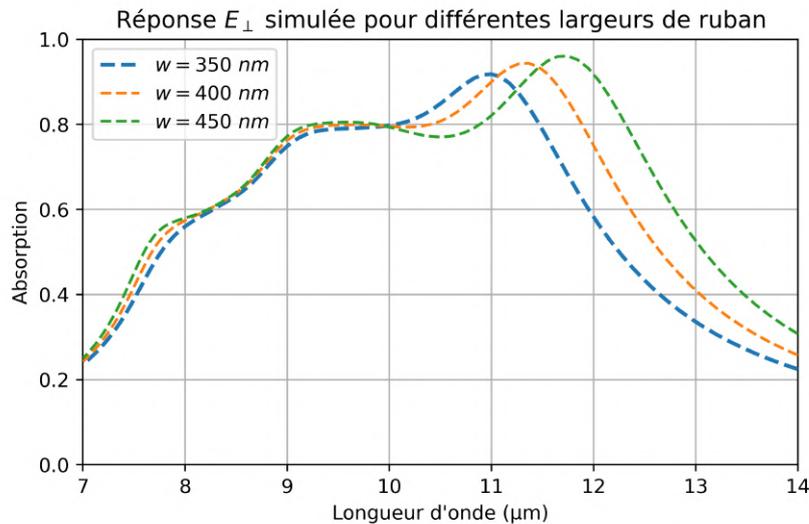


Figure 4.8 – Absorption simulée de l'échantillon C1745 pour différentes largeurs de ruban.

Le déplacement du pic d'absorption à plus haute longueur d'onde est cohérent avec le comportement observé sur les mesures. L'accord avec les spectres mesurés n'est toutefois pas parfait et cette simulation n'explique pas l'écart entre les spectres A2 et B2. Les effets du pied de gravure sont donc à prendre en compte. La Figure 4.9 représente les notations qui seront utilisées par la suite pour dénoter des imperfections de la gravure. On note  $c_e$  l'épaisseur résiduelle de semiconducteur fortement dopé en surface de l'échantillon ;  $c_h$  la hauteur du pied de gravure et  $c_w$  sa largeur.

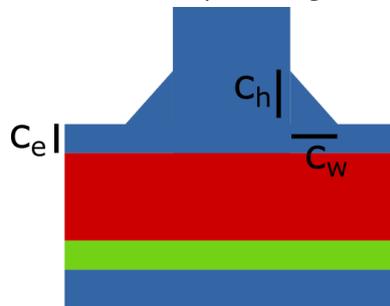


Figure 4.9 – Représentation schématique du pied et fond de gravure. En bleu l'InAsSb fortement dopé, en rouge le T2SL et en vert le GaSb.

Nous avons ainsi pu simuler les effets de ces imperfections géométriques dont les résultats sont représentés figure 4.10. Une première estimation des paramètres de pied de gravure a été faite grâce aux images MEB 4.5. Nous avons ensuite fait varier ces paramètres. Sur la figure a) on remarque que les résonances en dessous de  $10 \mu m$  ne sont que peu affectées par la présence du pied de gravure. On distingue une forte influence des deux paramètres du pied de gravure sur la position de la résonance à plus haute longueur d'onde. Cette résonance dérive aux plus hautes longueurs d'ondes avec l'élargissement du pied de gravure ( $c_w$ ). Une augmentation de la hauteur du pied de gravure ( $c_h$ ) a l'effet inverse. Sur le graphique de droite, la même remarque peut être faite concernant les résonances aux courtes longueurs d'ondes. La résonance à la longueur d'onde la plus élevée est atténuée et décalée vers les courtes longueurs d'ondes à mesure que la hauteur du fond de gravure ( $c_e$ ) augmente.

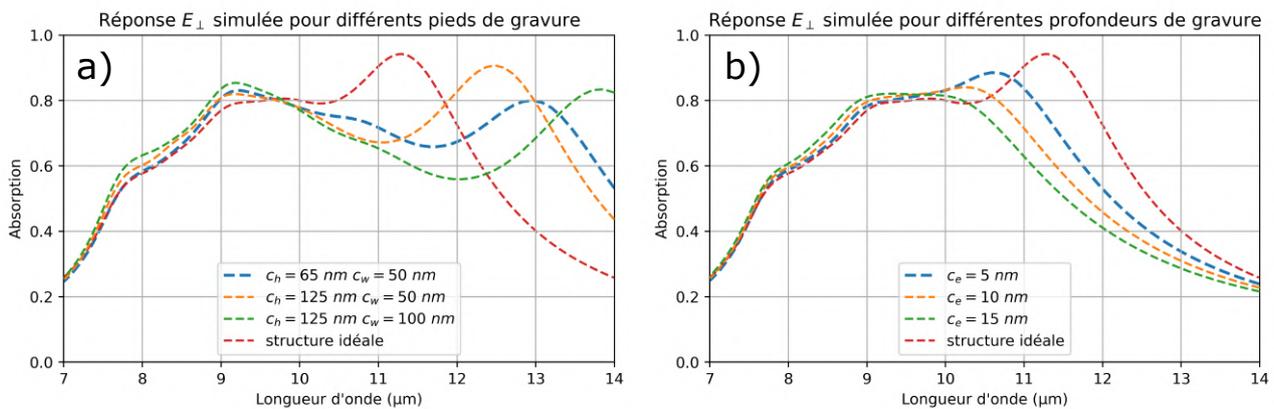


Figure 4.10 – Absorption simulée de l'échantillon C1745. a) résultat pour différents pieds de gravure (courbes bleue, jaune et verte) et structure idéale (en rouge). b) résultat pour différentes épaisseurs de fond de gravure résiduel (courbes bleue, jaune et verte) et structure idéale (en rouge).

Là encore le comportement de la résonance à plus haute longueur d'onde est cohérent avec celui d'une résonance d'origine plasmonique horizontale sous le ruban d'InAsSb fortement dopé. À mesure que le paramètre  $c_w$  augmente, la base du ruban s'élargit et le plasmon dispose donc d'un plus grand support de propagation et la longueur d'onde de résonance associée est d'autant plus grande. Le fond de gravure atténue cette dernière résonance et ne subsistent que les résonances aux plus courtes longueurs d'ondes. Ceci rappelle les spectres des tampons de la colonne A dont la résonance à plus haute longueur d'onde est atténuée et groupée près de celles à plus courtes longueurs d'ondes. Le pieds de gravure ainsi que la présence du fond de gravure sont donc à prendre en compte pour simuler au mieux les structures réelles.

Les spectres simulés présentant le meilleur accord avec les mesures sont présentés Figure 4.11. Ceux-ci ont été réalisés en supposant des pieds de gravure inexistant pour la figure a) et des pieds de gravure de hauteur  $c_h = 150 \text{ nm}$  et de largeur  $c_w = 50 \text{ nm}$  pour la figure b). Le fond de gravure a été pris nul pour ces simulations. On remarque que l'emplacement du pic d'absorption à plus haute longueur d'onde correspond pour chacune des largeurs de rubans explorées. Les valeurs d'absorptions sont sur-estimées dans les simulations et la résonance à  $7,8 \mu\text{m}$  n'apparaît dans aucun des cas.

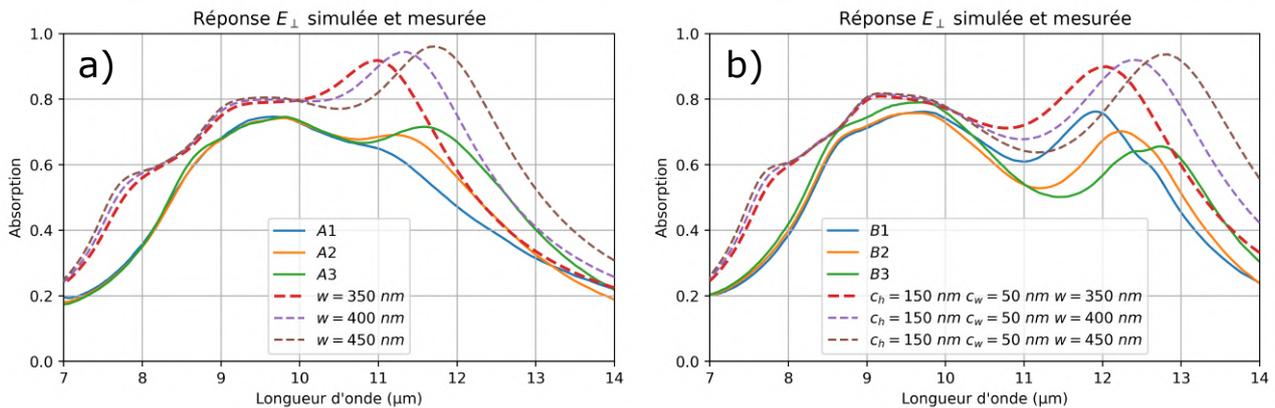


Figure 4.11 – Absorption simulée et mesurée de l'échantillon C1745. En trait plein, les réponses mesurées, en pointillés les réponses simulées. a) réponses des éléments de la première colonne et simulations sans pieds de gravure. b) réponses des éléments de la deuxième colonne et simulations avec pieds de gravure.

Le décalage systématique apparent entre les tampons de la colonne A et ceux de la colonne B peut donc s'expliquer par l'apparition de pieds de gravures dans la direction perpendiculaire au plan de clivage. L'écart encore présent entre la simulation et les mesures peut s'expliquer par les paramètres n'ayant pas été pris en comptes dans les simulations et les approximations faites : sur l'indice optique du T2SL supposé constant; sur la géométrie parfaite des pieds de gravure (effet de pointe dans les simulations) qui sont sans doute plus arrondis dans la réalité; sur la tranchée apparaissant au bord des pieds de gravure.

La réponse des tampons à deux dimensions est donnée Figure 4.12. On remarque que celle-ci est bien identique pour les deux polarisations d'excitation. La réponse semble dominée par une résonance principale centrée en  $9,3 \mu m$ . La réponse est néanmoins multi-résonante comme le montrent les rebonds à  $11,3 \mu m$  et  $12,5 \mu m$ . Ces autres résonances ont une influence relativement faible sur le spectre et elles évoluent avec la largeur du ruban.

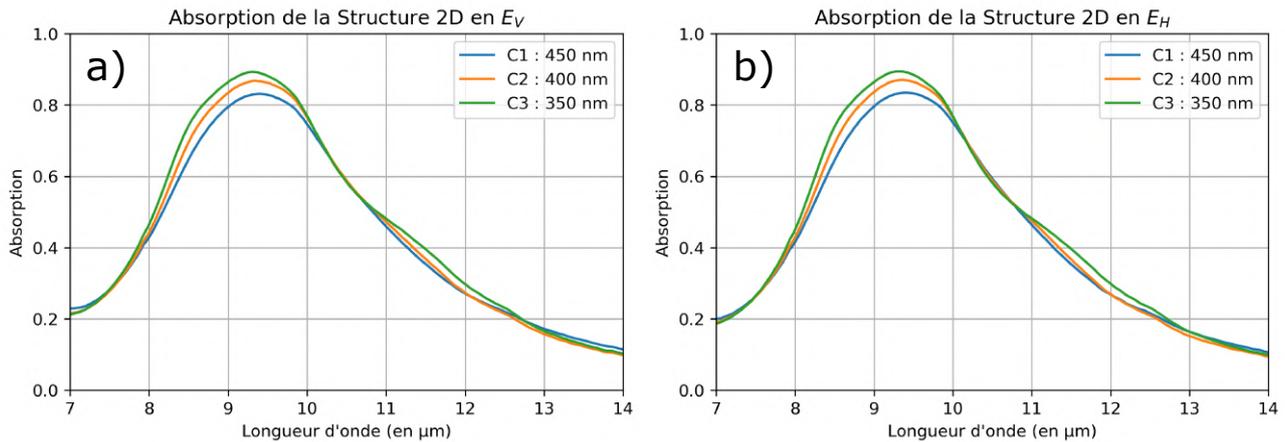


Figure 4.12 – Absorption des réseaux 2D de l'échantillon C1745. a) polarisation  $E_V$ , b) polarisation  $E_H$ . C1 largeur de 450 nm, C2 400 nm et C3 350 nm.

La résonance principale à  $9,3 \mu m$  correspond à celle visible à la fois sur les réponses  $E_{||}$  et  $E_{\perp}$  des réseaux à une dimension. Les autres résonances correspondent à celles visibles sur les réponses  $E_{\perp}$  seulement. En effet la réponse optique de chacun des réseaux 2D est une moyenne des réponses du réseau correspondant dans les deux polarisations. Les résonances à  $11,3 \mu m$  et  $12,5 \mu m$  de la réponse en polarisation  $E_{\perp}$  sont donc lissées par la moyenne avec la réponse en polarisation  $E_{||}$  qui a une valeur relativement faible à ces longueurs d'ondes. De plus, il est probable que l'orientation du réseau à  $45^\circ$  par rapport aux réseaux A et B donne lieu à l'apparition de légers pieds de gravure. La réponse en polarisation  $E_{||}$  d'un réseau à une dimension équivalente ne serait donc pas aussi prononcée que celle des réseaux de la colonne A. Enfin, une autre différence potentielle avec la géométrie des réseaux 1D est dans la profondeur de gravure. La structure à deux dimensions constituée de l'union de deux réseaux ruban est plus encombrée qu'un réseau simple. Cet encombrement peut mener à une évacuation des produits de gravure plus difficile et ainsi à une gravure plus lente localement. Ceci pourrait engendrer un fond de gravure plus épais qui, comme vu Figure 4.10, mène à l'atténuation des pics d'absorption aux plus hautes longueurs d'onde.

### 4.3 . Réflectance de l'échantillon C1753

On donne Figure 4.13 la réponse pour les deux polarisations de l'échantillon C1753. Comme pour l'échantillon précédent la réponse en polarisation  $E_{\parallel}$  est réduite à une seule résonance sur la gamme d'étude. Le pic d'absorption correspondant semble faiblement dépendant de la largeur des rubans. Il est centré sur  $10,1 \mu m$  pour les réseaux verticaux (A) et  $10,3 \mu m$  pour les réseaux horizontaux (B) et est légèrement plus faible pour ces derniers. La réponse  $E_{\perp}$  comporte de multiples pics d'absorption entre 7 et  $14 \mu m$ . L'absorption est concentrée sur les longueurs d'onde les plus courtes de la fenêtre : entre 7 et  $9,5 \mu m$ . L'absorption moyenne entre 7 et  $10 \mu m$  est d'environ 50 % pour les réseaux A et 60 % pour les réseaux B. Les maxima respectifs sont de 68 et 82 %. En comparant A1, A2 et A3, la largeur du ruban ne semble avoir d'influence que sur le pic à plus faible longueur d'onde.

La résonance visible en polarisation  $E_{\parallel}$  est une fois de plus attribuée à un Fabry-Perot. Ceci est encore cohérent avec sa faible sensibilité à la largeur du ruban. Le spectre de réponse en polarisation  $E_{\perp}$  semble, lui, groupé sur les courtes longueurs d'ondes.

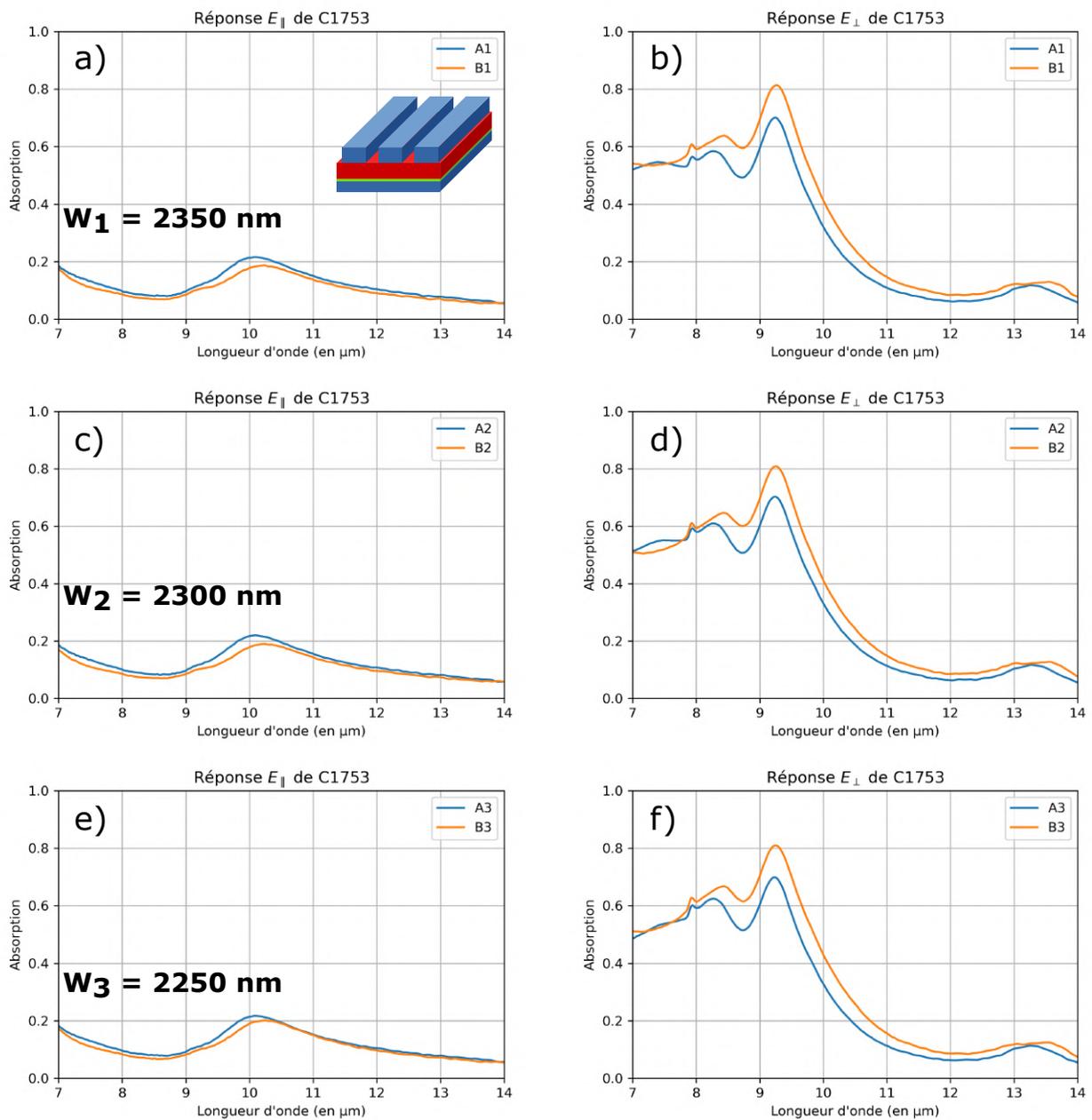


Figure 4.13 – Absorption de l'échantillon C1753. Réseaux verticaux (A) et horizontaux (B) pour les trois largeurs de ruban : 2350 nm pour la première ligne; 2300 nm pour la deuxième ligne; 2250 nm pour la troisième ligne

La comparaison avec les résultats de simulations est présentée Figure 4.14. Les spectres simulés sont ceux de la structure idéale dans les deux polarisations, à température ambiante. Ces simulations correspondent à celles qui ont été présentées partie 2.2. Elles montrent en polarisation  $E_{\parallel}$  une absorption plus importante sur la mesure que d'après la simulation. La longueur d'onde de cette résonance est décalée de 8,95 à 10,1-10,2  $\mu m$ . En polarisation  $E_{\perp}$ , la réponse est bien moins élevée que celle attendue. L'absorption se fait aussi sur une gamme de longueurs d'ondes plus courtes.

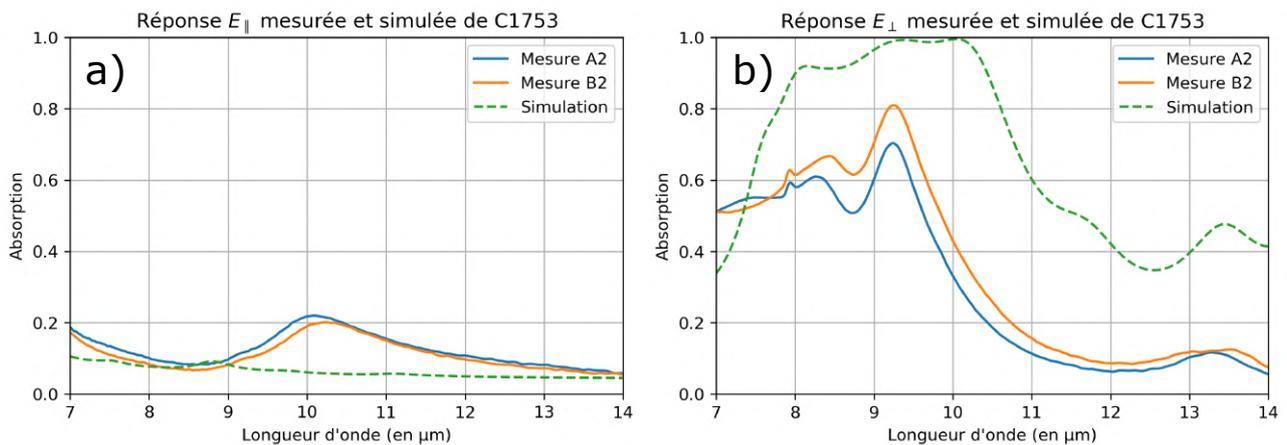


Figure 4.14 – Comparaison des réponses mesurée et simulée pour les tampons A2 et B2 (largeur de ruban de 2,3  $\mu m$ ) de l'échantillon C1753 en polarisation a)  $E_{\parallel}$  et b)  $E_{\perp}$ . En traits pleins les mesures, en pointillés les simulations. Simulation en ondes planes avec un angle d'incidence  $\theta = 18$  degrés.

Ce grand écart à la réponse attendue est attribué à la présence d'un fond de gravure important. Cela explique en effet le niveau bien plus élevé de l'absorption Fabry-Perot en polarisation  $E_{\parallel}$ . Cela explique aussi la réponse bien moins importante en polarisation  $E_{\perp}$  puisque la haute réflectivité de cette couche empêche le réseau de jouer pleinement son rôle de support des résonances. Ce fond de gravure a d'ailleurs pu être évalué grâce aux mesures MEB à 380 nm (cf. Annexe E).

Les résultats de simulation prenant en compte ce fond de gravure sont présentés en regard des mesures Figure 4.15. Les résonances des spectres mesurés ont lieu à des longueurs d'onde légèrement plus élevées que celles des spectres simulés. En polarisation  $E_{\parallel}$  l'absorption de la structure simulée reste inférieure à celle mesurée. Sa résonance est faible et a lieu entre 8 et 9  $\mu m$ . La prise en compte des pieds de gravure ne modifie pas la réponse par rapport au cas du fond de gravure seul. Elle reste proche de celle de la structure idéale. En polarisation  $E_{\perp}$ , on constate que seuls les pics aux plus faibles longueurs d'ondes subsistent en comparaison à la structure idéale. Pour la simulation comme pour la mesure, la présence du pied de gravure augmente l'absorption des pics à 8,5  $\mu m$  (dans la simulation) et 9,2  $\mu m$  (sur la mesure) de quelques pour-cents sans modifier significativement la forme du spectre.

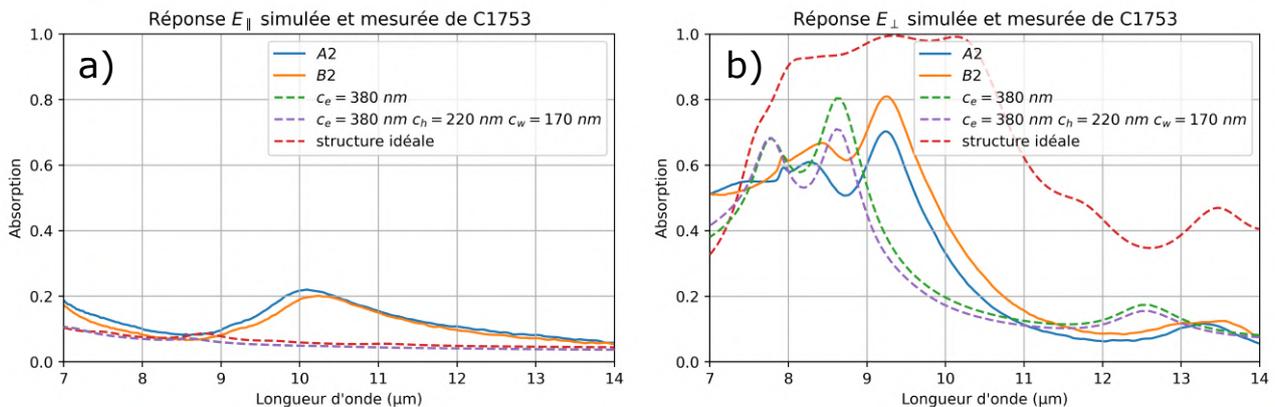


Figure 4.15 – Comparaison des réponses mesurées et simulées pour l'échantillon C1753 en polarisation a)  $E_{\parallel}$  et b)  $E_{\perp}$ . En traits pleins les mesures, en pointillés les simulations. En rouge pointillé la simulation de la structure idéale. Figure a), les courbes violette et verte sont confondues.

La présence du fond de gravure est donc responsable de la disparition des pics d'absorption à grandes longueurs d'onde en polarisation  $E_{\perp}$ . La prise en compte du fond et du pied de gravure ne permet pas d'expliquer le spectre mesuré en polarisation  $E_{\parallel}$ . Dans les deux polarisations, on constate que la simulation est décalée vers le bleu comparé au spectre observé. Les écarts persistants entre les résultats de mesure et de simulation sont comme en partie 4.2 à attribuer aux approximations sur les géométries réelles et sur les indices optiques. Le pieds de gravure n'a qu'une faible influence sur les spectres.

Sur ce même échantillon C1753, des mesures loin des zones de réseau ont été effectuées dans différentes directions par rapport aux tampons : au dessous, au dessus et sur la gauche. Ces zones-là n'étaient pas protégées par la résine lors de la gravure. En cas de gravure parfaite elles laisseraient donc apparaître la surface du T2SL. Dans notre cas, ces zones présentent encore un miroir de surface en InAsSb qui est le fond de gravure résiduel. Les spectres mesurés sont présentés Figure 4.16. On y distingue de multiples pics d'absorption entre 3 et 14  $\mu m$  qui sont de plus en plus proches aux courtes longueurs d'ondes. Les pics à 6,5  $\mu m$  et 10  $\mu m$  atteignent pour certains l'unité. Un léger déplacement du pic autour de 10  $\mu m$  est observable en fonction de la zone observée.

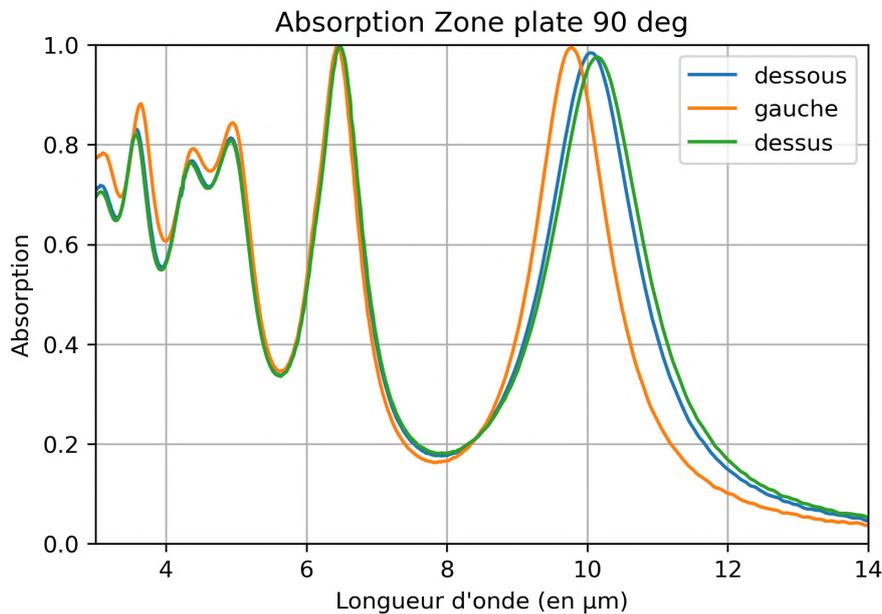


Figure 4.16 – Mesures effectuées sur l'échantillon C1753 sur les zones éloignées des réseaux.

Les pics de ces spectres sont attribués à des résonances Fabry-Perot. Leur apparente irrégularité aux courtes longueurs d'ondes peut-être attribuée à l'évolution relativement rapide de l'indice optique de l'InAsSb fortement dopé sur cette gamme. En effet la longueur d'onde plasma  $\lambda_p$  est de l'ordre de 5  $\mu m$ . L'absorption quasi-unitaire mesurée est la preuve d'une forte réflectivité du miroir de surface. Cette réflectivité est la conséquence du fond de gravure précédemment discuté. Par ailleurs les légères variations de longueur d'onde de résonance autour de 10  $\mu m$  en fonction de la position sont dues aux différences locales de vitesse de gravure et donc d'épaisseur résiduelle d'InAsSb.

La réponse des réseaux à deux dimensions est donnée Figure 4.17. Elle est pour cet échantillon aussi identique en polarisation  $E_V$  et  $E_H$ . On remarque que les spectres ne sont que très peu affectés par la variation de largeur des rubans. La réponse ressemble fortement à celles en polarisation  $E_{\perp}$  des réseaux à une dimension. L'absorption est très légèrement plus élevée pour les réseaux 2D que pour les réseaux à une dimension.

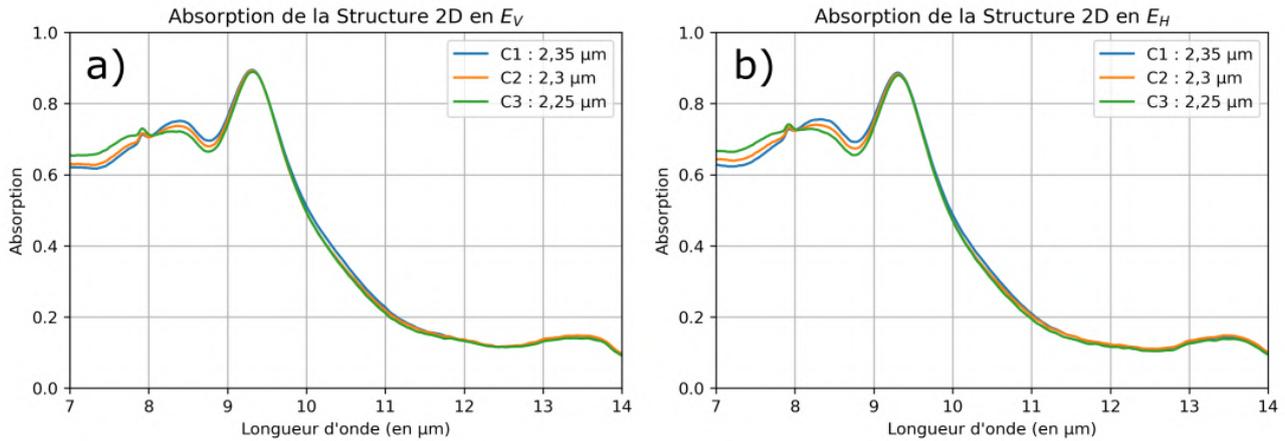


Figure 4.17 – Absorption des réseaux 2D de l'échantillon C1745. a) polarisation  $E_V$ , b) polarisation  $E_H$ . C1 largeur de rubans 2,35  $\mu m$ , C2 2,3  $\mu m$  et C3 2,25  $\mu m$ .

On assiste ici à un phénomène inverse à celui observé avec l'échantillon précédent. L'absorption est plus élevée pour les structures 2D que pour les structures 1D. Une différence d'épaisseur de fond de gravure pourrait l'expliquer. Les tampons 2D de la structure C1753 présentent une surface plus accessible que ceux 1D et pourraient permettre une meilleure évacuation des produits de la gravure au cours de la RIE. Ceci mène à une gravure plus rapide localement.

#### 4.4 . Conclusion des mesures optiques sur les composants nanostructurés

Des composants nanostructurés ont donc été réalisés et leur réflectivité étudiée. Cette étude a permis de valider leur absorption multi-résonnante large bande sur la fenêtre d'intérêt. Les structures basées sur des réseaux à une dimension ont montré une réflectivité fortement dépendante de la polarisation de la lumière incidente. Les structures reposant sur des réseaux à deux dimensions ont montré une réflectivité indépendante de la polarisation.

Les mesures optiques ont mis en exergue plusieurs paramètres à prendre en compte lors de la réalisation de composants nanostructurés. Premièrement la maîtrise des géométries des nanostructures est un point important. Les mesures ont montré qu'une gravure insuffisante de la couche de surface avait une influence néfaste sur la réponse optique et pouvait mener à la disparition d'une part importante des résonances. Il est donc nécessaire de s'assurer que sa gravure est complète. En parallèle il est probable qu'une gravure trop profonde, attaquant la couche supérieure du détecteur compromette les performances électroniques du détecteur. Une couche d'arrêt entre le détecteur et la couche de surface en semi-conducteur fortement dopé qui ne soit détrimentaire ni à la réponse optique ni aux qualités électroniques du détecteur est donc à prévoir. Celle-ci permettrait, au besoin avec la mise en place d'une étape de gravure chimique, d'assurer la gravure complète de l'InAsSb. Le deuxième point à prendre en compte concernant la géométrie des nanostructures est la présence des pieds de gravure. Pour cela il est nécessaire de prendre en compte l'orientation cristallographique de la couche gravée et la chimie de la gravure utilisée. La prévention de leur apparition ou leur anticipation lors de la conception des structures est nécessaire.

Malgré ces limitations, les mesures ont montré que les structures étudiées étaient bien multirésonnantes en polarisation  $E_{\perp}$  et atteignaient des niveaux d'absorption de 65% sur la fenêtre d'intérêt. Elles permettent de mettre en place l'anticipation des géométries réelles des structures par la compréhension de la sélectivité de la gravure et de ses imperfections. Elles ont montré que l'extension à des réseaux à deux dimensions pouvait mener à une absorption accrue par rapport aux structures à une dimension à condition, là encore, que ses paramètres géométriques soient bien maîtrisés.

Ainsi, le recours à des résonateurs nanostructurés est prometteur pour l'augmentation de l'absorption de détecteurs fins. Cette approche permet d'exploiter plusieurs résonances sur une gamme de longueur d'onde d'intérêt et permettrait avec une mesure précise des indices optiques, une sélection précise de la gamme de résonance *a posteriori* des épitaxies.

Les mesures réalisées ici sont optiques et n'informent que sur l'absorption totale des structures (dans l'ensemble des couches des échantillons). L'augmentation de l'absorption utile est prévue par simulations de la dissipation au sein de la structure présentées en Chapitre 2. Enfin, le rendement quantique dépend aussi du transport des charges et il serait donc nécessaire de vérifier ces améliorations expérimentalement par des mesures électro-optiques sur des échantillons issus de la série C20XX.



## 5 - Vers un accord spectral des détecteurs

Nous avons montré l'utilité du recours à des photodétecteurs fins intégrés dans des structures résonantes à large bande d'absorption pour la détection de rayonnement dans le LWIR. Cependant l'absorption sur des bandes réduites présente elle aussi un intérêt puisque qu'elle permet l'extraction d'informations sur l'objet observé, comme nous l'avons vu dans la sous-section 1.1.1. Les imageurs "couleur" présents dans la littérature sont généralement basés sur la superposition de détecteurs à différentes longueurs d'onde de coupure. Un exemple en est donné Figure 5.1. La structure proposée est un empilement de deux photodiodes de bandes interdites différentes épitaxiées l'une sur l'autre. Le rayonnement incident atteint la diode à plus large bande interdite (qualifiée de "bleue", absorbant à  $8,6 \mu m$ ). Les photons de trop faible énergie ne sont pas absorbés et sont transmis jusqu'à la photodiode de plus petite bande interdite (la photodiode "rouge", absorbant à  $11,2 \mu m$ ), où ils sont alors absorbés. Un système à trois électrodes permet de polariser individuellement chaque diode. Cette approche permet donc d'obtenir une image en deux couleurs d'une scène avec simultanéité spatiale et temporelle. Elle est néanmoins problématique puisqu'elle nécessite une structure complexe. De plus, elle ne permet, dans ce cas précis, que d'imager deux bandes spectrales. Augmenter le nombre de bandes spectrales accessible nécessiterait une encore plus grande complexité. Une approche alternative consisterait en l'utilisation d'un absorbeur large bande conjointement à un filtre accordable en longueur d'onde. Les travaux entrepris lors de la thèse précédente [42] concernaient non seulement des filtres optiques en tout semiconducteur mais aussi la possibilité de les rendre électroniquement accordables. L'ajout d'un tel filtre sur le chemin optique voire son intégration directement au niveau du détecteur simplifierait donc significativement la réalisation d'imageurs "couleur" comparé aux détecteurs superposés. Cette approche pourrait couvrir un grand nombre de bandes spectrales. Elle ne permet pas la prise simultanée d'images en plusieurs couleurs. En revanche, l'utilisation d'un modulateur rapide permettrait de faire varier la bande spectrale entre deux images successive et offrirait donc cette fonction au coût d'une cadence d'image divisée par le nombre de bandes spectrales souhaitées. À ce jour, les caméras rapides fonctionnant dans le LWIR ont des fréquences d'acquisition de l'ordre du khz [45].

Pour ces raisons nous nous sommes intéressés durant cette thèse aux différentes technologies de modulateur qui permettraient d'accorder spectralement le détecteur. Dans ce chapitre, nous proposons de passer brièvement en revue les différentes technologies qui permettent la modulation spectrale en exposant leurs domaines d'application et leurs limites, puis nous présenterons deux structures différentes qui ont été simulées ainsi que les résultats de simulations.

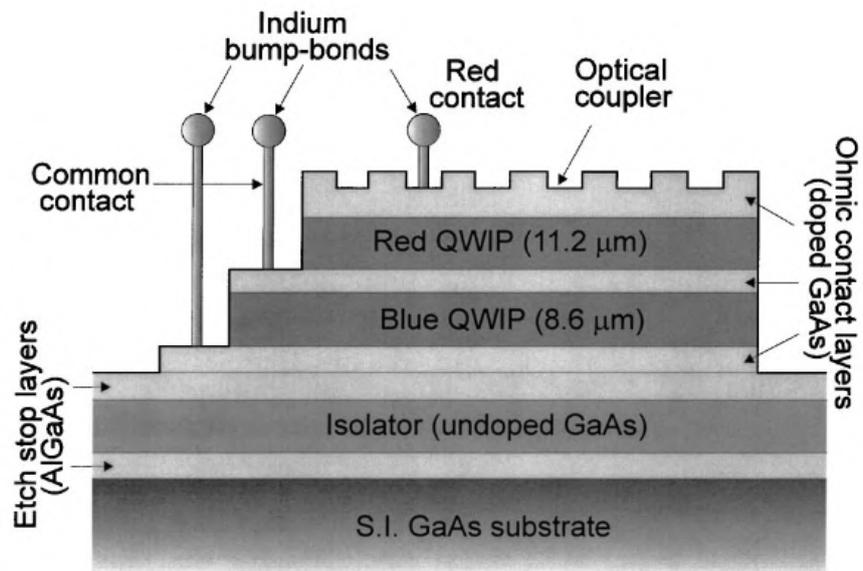


Figure 5.1 – Exemple de détecteurs superposés présent dans la littérature pour l'imagerie bi-couleur. Issu de [11].

## 5.1 . Les modulateurs dans la littérature

Il existe dans la littérature de nombreux exemples de modulateurs basés sur différentes technologies. En particulier, nous nous intéresserons ici à des modulateurs qui pourraient être directement intégrés au détecteur sous forme de métasurfaces actives. C'est-à-dire de composant optiques fins dont les propriétés optiques peuvent varier. Nous tenterons dans cette partie de les présenter et de définir leurs limitations et d'étudier leur application possible à notre cas. Nous proposons d'étudier les différentes solutions dans le contexte de la photodétection LWIR en vue, si possible, d'une intégration au détecteur.

C'est un sujet de recherche actif et plusieurs revues telles que [46],[47],[48] et [49] proposent un tour d'horizon des métasurfaces optiques actives en fonction des technologies sur lesquelles celles-ci sont basées, de leur domaine d'application et de leur domaine spectral d'utilisation. La Figure 5.2 illustre la multiplicité des technologies existantes. Il existe donc des métasurfaces actives électro-ou magnéto-mécaniques, microfluidiques, à matériau à changement de phase, à cristaux liquides, ou bien électro-optiques. Celles-ci ont des applications aussi variées que l'orientation de faisceau (beam steering en anglais) pour des applications LIDAR; le contrôle de la phase pour l'holographie dynamique; le multiplexage de phase, de mode ou de fréquence pour les télécommunications; le contrôle de la polarisation etc. Les métasurfaces basées sur des technologies microfluidiques interdiraient une future intégration au détecteur au vue des températures cryogéniques nécessaires à son fonctionnement. Les exemples d'applications de cette technologie dans la littérature se limitent au visible et à l'infrarouge proche. Les métasurfaces recourant à des matériaux à changement de phase nécessiteraient de faire varier la température du filtre. Elle ne conviennent donc pas non-plus à notre application. De plus ces deux méthodes de modulation de la réponse de ces métasurfaces sont très lentes en comparaison aux autres technologies disponibles : Les vitesses de modulation sont inférieures à la centaine de hertz pour les matériaux à transition de phase lorsque l'excitation est d'origine thermique et limitées à 60 Hz pour les technologies microfluidiques. Les métasurfaces à cristaux liquides présentes dans la littérature fonctionnent majoritairement dans le visible et le NIR mais la littérature décrit aussi de tels systèmes dans le MWIR [50]. Néanmoins le recours à des cristaux liquides est lui aussi incompatible avec les températures cryogéniques et limite la vitesse de modulation. Les modulateurs électromécaniques peuvent être utilisés à des vitesses jusqu'à 1 MHz. Ils permettent d'atteindre de fortes modulations cependant leurs conception et réalisation sont complexes. Leur technologie n'est pas compatible avec celle des détecteurs. La technologie à privilégier est donc celle de la modulation électro-optique. C'est-a-dire le recours à des matériaux dont les propriétés optiques peuvent être modifiées par l'application d'un champ électrique. L'application visée sera elle la modulation d'intensité réfléchie ou absorbée.

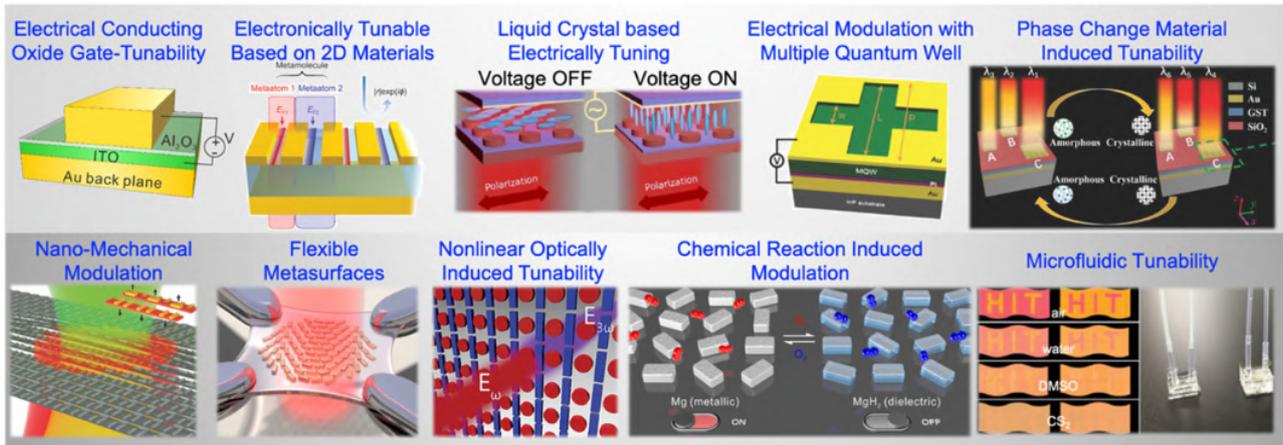


Figure 5.2 – Illustration de différentes technologies de modulateur existantes. Issue de [46].

Nous relevons dans la littérature deux technologies de modulation électro-optique principales : soit la modification de l'indice optique d'un matériau par injection ou déplétion de charges dans une structure diode ou à barrière, soit l'utilisation de l'effet Stark pour modifier les transitions admises par un ensemble de puits quantiques et donc modifier l'indice complexe de cette couche. On peut noter qu'il existe dans la littérature des exemples de modulateurs basés sur des matériaux 2D (graphene, dichalcogénures de métaux de transition) qui peuvent être utilisés pour la réalisation de modulateur par injection de charges. Ceux-ci offrent de nombreux avantages car leur plage d'application va du domaine térahertz au visible ; ils proposent des modulations relatives importantes (jusqu'à 100% à  $7 \mu m$ ) et leur fréquence de modulation est importante (plusieurs dizaines de GHz). Enfin l'utilisation de ces matériaux est compatible avec les détecteurs T2SL [51]. Cependant le dépôt et la manipulation de monocouches de ces matériaux sur de larges zones nécessite des étapes technologiques particulières. Par exemple, pour le report d'une couche de graphene sur un détecteur T2SL ce même article rapporte dans leur "supplementary material" avoir recouru à un transfert par voie humide. Au vu du besoin de compatibilité avec les technologies de croissance des détecteurs pour une future intégration du modulateur à celui-ci, nous ne nous focaliserons pas ici sur les modulateur ayant recours à des matériaux 2D.

L'approche par injection-déplétion de porteurs de charges semble très présente dans la littérature concernant les modulateurs dans les gammes sub-téraherz et téraherz où elle est utilisée pour faire varier la capacité de circuits RLC, au moyen de diodes utilisées en tant que varactors [52] ou bien le couplage au sein de structures métal-semiconducteur-métal comme dans [53]. On retrouve cette approche dans le proche infrarouge ( $1,5 \mu m$ ) où l'oxyde d'indium-étain, Indium Tin Oxyde (ITO), est utilisé en tant que matériau à fonction diélectrique proche de zéro au sein de structures métal-isolant-métal [54] [55]. La Figure 5.3 présente une telle structure. Cette approche peut être utilisée conjointement à des matériaux hyperboliques pour exalter les effets de modulation [56] et permet alors des variations relatives de réflectance importantes (83% à  $1,45 \mu m$ ). Cependant, cette approche appliquée dans les gammes MWIR et LWIR ne permet pas d'atteindre des valeurs de modulation relative importantes. On définit la modulation relative comme le rapport de la différence de réflectivité avec et sans injection de charges sur la réflectivité sans modulation :  $\frac{\Delta R}{R}$ . Ainsi [57] rapporte une valeur de modulation relative de 1,5% à  $5,8 \mu m$  pour une diode InGaAs de  $1,75 \mu m$  d'épaisseur et à  $7,8 \mu m$  pour une diode silicium de plusieurs  $\mu m$  d'épaisseur pour une polarisation de 0 à 1,5V. Ceci est cohérent avec le résultat d'étude [42] qui trouvait qu'une tension de polarisation de plusieurs centaines de Volts aurait été nécessaire pour obtenir une modulation significative de la transmission d'un filtre GMR d'une épaisseur de guide d'onde de  $1,3 \mu m$ .

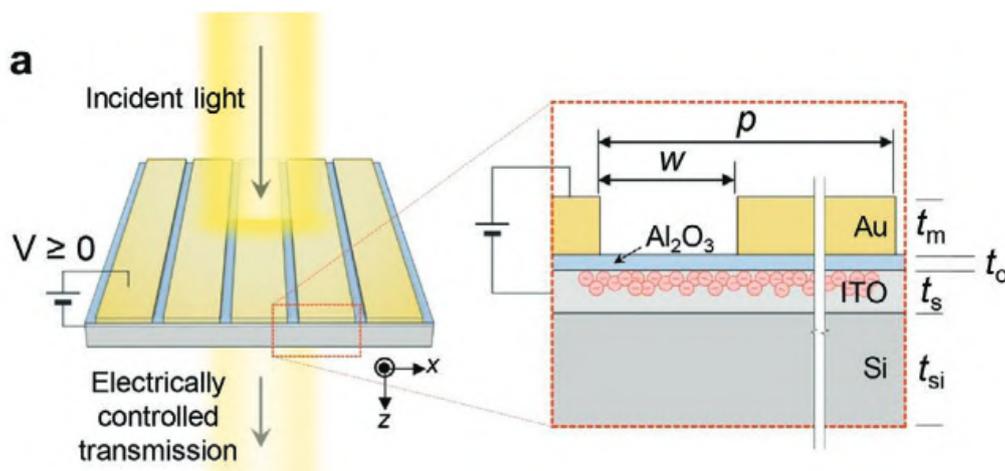


Figure 5.3 – Illustration d'un filtre accordable basé sur l'injection de charges dans un matériau à fonction diélectrique proche de zéro (ITO). Issue de [55].

Cette approche d'injection-déplétion de charge peut aussi avoir lieu dans un empilement de puits quantiques. C'est par exemple le cas dans [58] où les auteurs modulent l'absorption d'un puits quantique qui présente une absorption aux alentours de 100 meV. Dans [59], les auteurs rapportent une modulation atteignant 30% à  $9,70 \mu m$  pour une tension de polarisation de 6V d'un empilement de puits quantiques d'une épaisseur de  $368,1 nm$  comprise entre deux électrodes de titane-or. Cette structure est présentée Figure 5.4. La modulation a pu être maintenue jusqu'à une fréquence de 1,5 GHz.

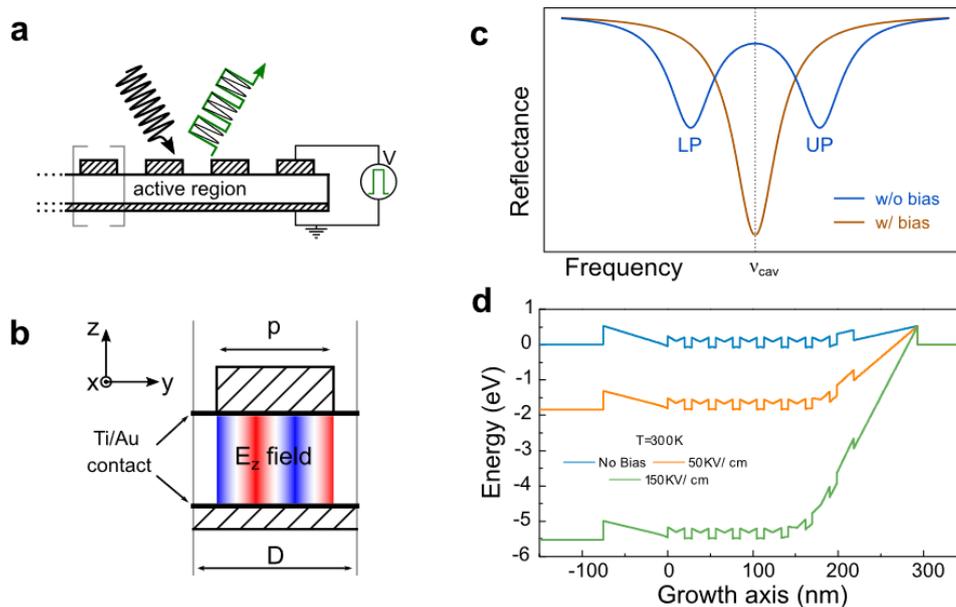


Figure 5.4 – Structure à réflectance variable basée sur le décalage des transitions inter-sous-bande par déplétion de charges dans un ensemble de puits quantiques. a) Schéma de principe de la modulation de réflectance. b) Schéma de la répartition du champ électrique suivant la direction de croissance de l'empilement. c) Illustration de l'effet de la tension de polarisation sur la réflectance de la structure. d) Diagramme d'énergie de la structure avec et sans tension de polarisation. Issue de [59].

Une autre approche vraisemblable pour la réalisation d'un modulateur électro-optique dans le LWIR semble être de recourir à l'effet Stark dans un empilement de puits quantiques. Cet effet sera abordé plus en détail dans la sous-section 5.2.1. La référence [60] propose cette approche et présente un empilement de puits quantiques InGaAs/AlInAs de 200 nm d'épaisseur intégré dans une structure en or. Une variation relative de l'absorbance de l'échantillon de 30% a été atteinte à  $7,12 \mu m$  pour une polarisation de 0 à 5 V. La fréquence de modulation de 5 MHz atteinte étant limitée par le produit résistance-capacité de l'échantillon. Il est, selon les auteurs, possible de l'améliorer jusqu'au GHz.

Il existe donc une grande variété de technologies de modulateurs qui permettraient de faire varier la réponse d'un système d'imagerie large bande. La technologie la plus prometteuse en vue d'une intégration possible au niveau du détecteur dans la gamme de longueurs d'onde LWIR est celle reposant sur l'effet Stark dans un empilement de puits quantiques. Elle permet d'atteindre des modulations conséquentes pour des tensions de polarisations relativement faibles (de quelques Volts). Elle est rapide et permet d'atteindre des vitesses de modulation élevées (de l'ordre du GHz) ce qui convient pour une application d'imagerie avec une fréquence d'acquisition de l'ordre du kHz. Enfin cette approche repose sur des technologies compatibles avec la croissance des détecteurs.

## 5.2 . Les structures étudiées

Nous proposons donc d'étudier des structures accordables basées sur l'effet Stark, réalisées dans des matériaux compatibles avec ceux utilisés pour la réalisation des détecteurs présentés dans le Chapitre 2. Les matériaux que nous proposons d'utiliser sont donc l'InAsSb fortement dopé, le GaSb auxquels s'ajouteront le GaAs comme second diélectrique ainsi que les matériaux constituant des puits quantiques. Ceux-ci pourraient être réalisés à partir de matériaux présentant un paramètre de maille proche de celui du GaSb. Les alliages considérés sont donc le InAsSb, le GaSb, l'InAlAsSb ou l'InGaAsSb. On peut retenir que la complexité à contrôler l'épitaxie d'un alliage augmente avec le nombre d'éléments différents le constituant. Le paramètre de maille du GaAs n'est pas suffisamment proche de celui du GaSb pour permettre, par dessus, la croissance de photodétecteurs avec une qualité cristalline suffisante. On peut en revanche autoriser le dépôt d'une couche de GaAs au dessus des détecteur, les défauts de la structure cristalline dans les couches "optiques" étant moins dommageables qu'au sein du détecteur. Pour calculer l'effet Stark dans nos simulation, nous avons utilisé un modèle simplifié. Celui-ci fait varier l'absorption de la couche en fonction de la tension de polarisation appliquée, évitant ainsi calcul des niveaux d'énergie accessibles dans les puits quantiques. Pour établir ce modèle, nous nous sommes basés sur des valeurs de la littérature comme nous le détaillerons dans la sous-section suivante.

### 5.2.1 . Modélisation des matériaux

Les matériaux InAsSb et GaSb ont été modélisés à 300 K comme présenté en Section 2.1. Le GaAs a été modélisé par l'équation de Sellmeier avec des coefficients issus de [61] sans facteur de correction pour la température (22°C).

L'effet Stark traduit l'effet d'une polarisation électrique sur un ensemble de puits quantiques dissymétriques couplés. Cette dissymétrie peut-être introduite par un jeu sur leur taille ou leur dopage. Sous l'effet du champs électrique, l'écart entre les niveaux d'énergies accessibles au sein du système varie. Ainsi, la transition entre deux niveaux d'énergie accessibles au sein du puits (on parle de transition inter-sous-bande) est modulée par le champ électrique. L'influence de cet effet peut être calculée par résolution de l'équation de Schrödinger et de l'équation de Poisson couplées. La Figure 5.5 représente cet effet sur la transition  $E_{12}$  d'une structure constituée de deux puits quantiques de tailles différentes. L'écart entre les deux niveaux d'énergie varie en fonction du champs électrique. La longueur d'onde d'absorption de la transition associée subie un décalage avec la tension de polarisation appliquée.

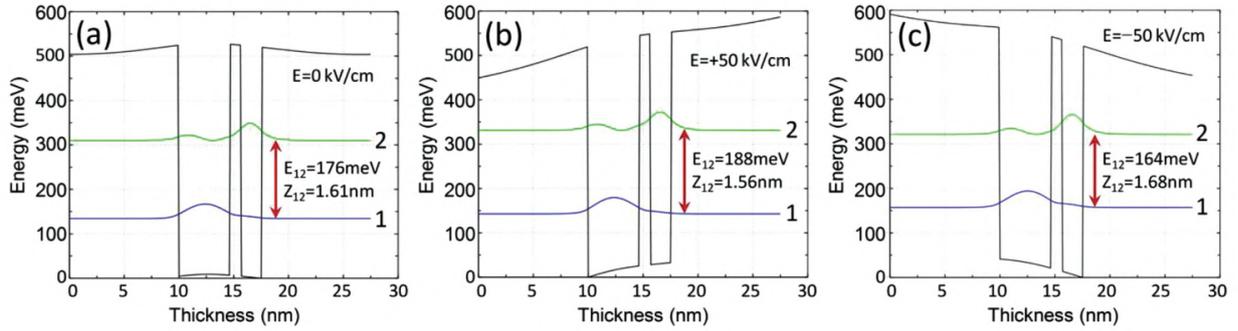


Figure 5.5 – Effet de la tension de polarisation sur les transitions inter-sous-bandes d’une structure à puits quantiques dissymétriques. Issu de [60].

Pour ne pas recourir à des codes de calculs complexes, nous avons choisi de modéliser les puits quantiques comme des épaisseurs de matériau biréfringents dont nous ferons varier les propriétés optiques. Nous avons choisi de modéliser chaque système de puits quantiques dissymétriques comme une seule épaisseur de matériau biréfringent de 10 nm. Ceci est une simplification par rapport aux systèmes dissymétriques nécessaires. Cette approche permet néanmoins de rendre compte des propriétés optiques de ces système, différentes dans le plan de croissance et dans la direction normale à celui-ci. L’indice optique du matériau suit un modèle de Drude-Lorentz à la longueur d’onde d’absorption ajustable dans la direction de croissance. Ce modèle a été ajusté en nous basant sur les travaux présentés dans [62]. Nous lui avons attribué l’indice de l’InAsSb fortement dopé dans le plan. La permittivité diélectrique pour un champ électrique normal au puits est calculée suivant l’équation :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{N_{2D}e^2}{m_0^*\epsilon_0 L_{eff}} \frac{f_{01}}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\Gamma_{ISB}\omega}$$

Où  $\epsilon$  est la permittivité diélectrique complexe dans la direction normale au plan du puits quantique;  $\epsilon_{\infty}$  la limite infinie de la permittivité diélectrique;  $N_{2D}$  la densité de charges 2D au sein du puits;  $e$  l’épaisseur du puits;  $m_0^*$  la masse effective des porteurs de charges dans le matériau;  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide;  $L_{eff}$  la longueur de diffusion effective des charges;  $f_{01}$  la force de l’oscillateur de la transition;  $\omega$  la pulsation considérée;  $\omega_0$  la pulsation de résonance de la transition et  $\Gamma_{ISB}$  le coefficient d’atténuation associé à l’oscillation. Le paramétrage que nous avons utilisé est :  $N = 1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ;  $e = 10 \text{ nm}$ ;  $m_0^* = 0,3086 m_e$ , où  $m_e$  est la masse de l’électron;  $L_{eff} = e$ ;  $f_{01} = 4$ ;  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_p$  que nous avons fait varier;  $\Gamma_{ISB} = 4 \text{ meV}$ . L’indice complexe du matériau dans la direction normale au plan des puits quantiques est représenté Figure 5.6 pour différentes énergies de la transition inter-sous-bande du puits quantique.

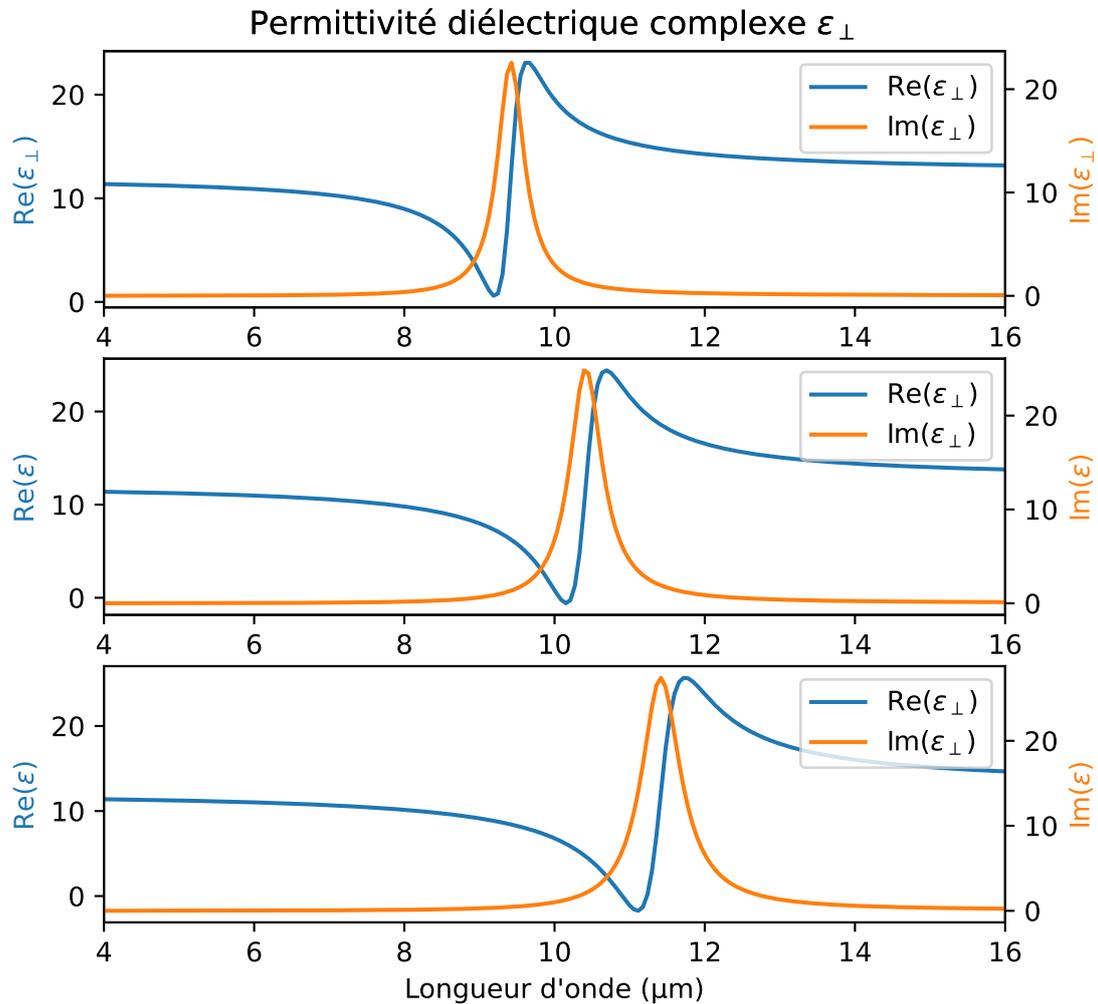


Figure 5.6 – Permittivité diélectrique simulée du matériau dans la direction de croissance (perpendiculaire au plan du puits). Cette permittivité est donnée pour  $\lambda_p = 9,43 \mu m$ ;  $10,43 \mu m$  et  $11,43 \mu m$ .

En accord avec le décalage de niveau d'énergie observé dans [60] de 24 meV nous avons choisi de faire varier dans nos simulations la longueur d'onde d'absorption des puits quantiques de 9,43 nm à 11,43 nm pour simuler le décalage dû à l'effet Stark. Les épaisseurs de puits quantique ont été prises égales à 10 nm dans toutes nos simulations. Cette approche ne reflète évidemment pas avec exactitude la nature des interactions qui ont lieu dans de telles structures. Ceux-ci dépendent des matériaux choisis pour la réalisation des systèmes de puits quantiques ainsi que des épaisseurs respectives des puits les composant et de leur couplage. Elle nous a cependant permis de simuler simplement des empilements comprenant des puits quantiques et l'évolution de leur absorption avec l'application d'une tension de polarisation.

### 5.2.2 . Structures MIM

La première structure étudiée est une structure réfléchissante dont on souhaite faire varier l'absorption. Elle est constituée d'un réseau d'InAsSb fortement dopé de  $140\text{ nm}$  d'épaisseur séparé d'un miroir arrière du même matériau de  $1\text{ }\mu\text{m}$  par une couche de GaSb de  $350\text{ nm}$  d'épaisseur. Le réseau supérieur présente un pas de  $350\text{ nm}$  pour une largeur de ruban de  $140\text{ nm}$ . Cette structure est inspirée de celle présentée dans [34] dont nous avons ajusté les dimensions afin de ramener sa résonance dans notre domaine de longueur d'onde. Au sein de l'épaisseur du réseau supérieur ont été insérées trois épaisseurs de puits quantiques de  $10\text{ nm}$  chacune avec les espacements présentés Figure 5.7. Cette structure a été proposée pour explorer la possibilité d'y intégrer, à terme, un détecteur fin en lieu et place de la couche de GaSb présente. La réalisation de structures intégrant un détecteur est une tâche complexe. Nous avons donc fait le choix d'étudier ici des structures incluant une couche de GaSb et non un détecteur. Nous les traiterons ici comme des miroirs à la réflectivité variable.

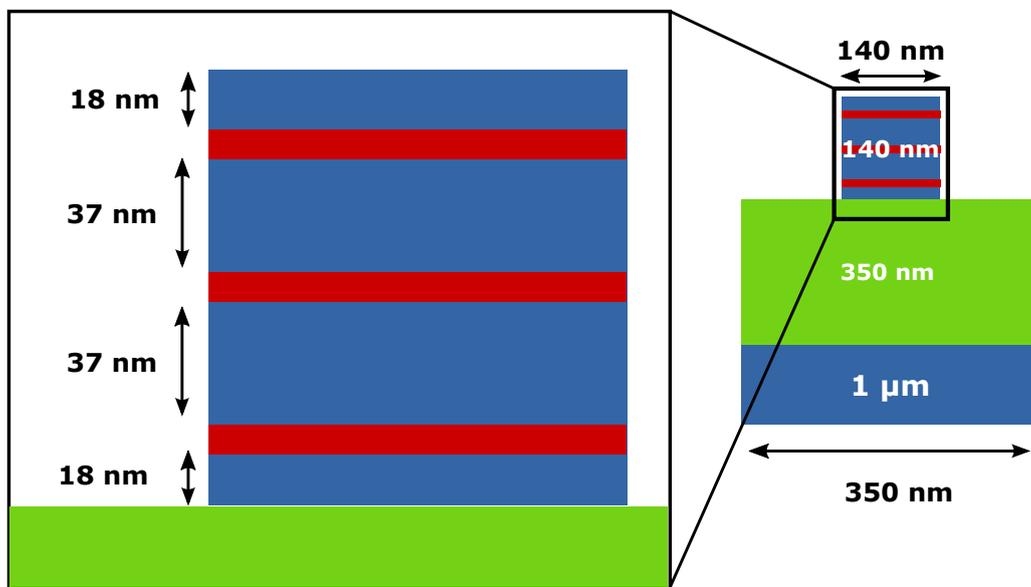


Figure 5.7 – Schéma de la structure étudiée. En bleu l'InAsSb fortement dopé, en vert le GaSb et en rouge les couches biréfringentes modélisant les systèmes de puits quantiques dissymétriques.

Les épaisseurs biréfringentes sont placées ici dans les rubans d'InAsSb fortement dopé. Comme présenté dans la sous-section 5.2.1, elles seraient en pratiques constituées non seulement d'un système de puits quantiques dissymétriques sensibles à l'effet Stark mais aussi des barrières de potentiel nécessaire à leur fonctionnement. Nous avons fait le choix de les placer dans l'épaisseur du ruban d'InAsSb en vue du remplacement ultérieure de la couche de GaSb par un détecteur fin. Cette structure étant constituée d'un réseau ruban, elle est sensible à la polarisation de la lumière incidente et nous nous intéresserons pour cette étude à la polarisation  $E_{\perp}$  comme défini pour les chapitres précédents, c'est-à-dire avec la composante électrique du champ normale à la direction des rubans.

La réflectivité simulée de la structure est présentée Figure 5.8. On y constate que l'évolution du pic à plus haute longueur d'onde dans chacun des cas, suit celle de  $\lambda_p$ . Celui-ci passe de  $9,3 \mu m$  à  $10,1 \mu m$  puis  $10,8 \mu m$  pour les trois valeurs de  $\lambda_p$  explorées. Le déplacement de ce pic entraîne une augmentation de la réflectivité à  $9,4 \mu m$  avec  $\lambda_p$ . Ainsi, alors que la structure a une réflectivité inférieure à 20% entre  $8,8$  et  $9,8 \mu m$  pour  $\lambda_p = 9,43 \mu m$ , elle dépasse les 20% pour  $\lambda_p = 11,43 \mu m$ .

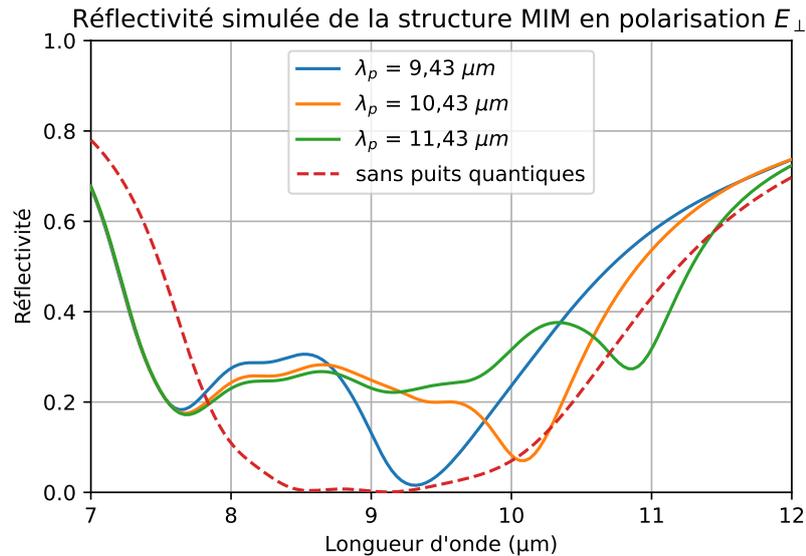


Figure 5.8 – Réflectivité de la structure MIM pour différentes longueur d'onde  $\lambda_p$  des puits quantiques. En pointillés rouge la réflectivité de la structure sans les puits quantiques, pour laquelle le ruban de  $140 \text{ nm}$  de haut est en InAsSb plein.

Nous avons fait varier les dimensions de la structure précédente afin de mieux identifier les résonances modulées par les puits quantiques. La Figure 5.9 présente le positionnement des puits quantiques ainsi que la géométrie de la structure. Les dimensions sont : un réseau de pas de  $3 \mu m$ , largeur de ruban de  $375 \text{ nm}$  et hauteur de  $100 \text{ nm}$ . Comme précédemment, les puits quantiques se trouvent dans l'épaisseur du réseau en InAsSb fortement dopé et nécessiteraient pour une réalisation, l'addition de barrières de potentiel.

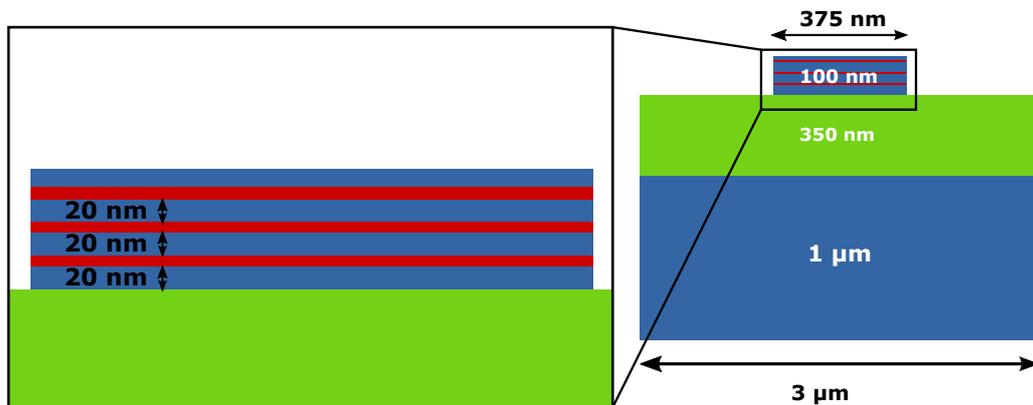


Figure 5.9 – Schéma de la structure étudiée. En bleu l'InAsSb fortement dopé, en vert le GaSb et en rouge les puits quantiques.

La Figure 5.10 représente le spectre de réflectivité de la structure. On y constate que la résonance située à  $11,8 \mu\text{m}$  pour la structure sans puits quantiques se voit légèrement décalée vers les courtes longueurs d'onde par l'addition des puits. Cette même résonance est déplacée vers les grandes longueurs d'ondes à mesure que la longueur d'onde d'absorption des puits quantiques augmente. Cette structure présente donc une réponse variable en fonction de l'accord des puits quantiques qui la constituent. Cependant la modulation reste modeste en amplitude pour la résonance principale et son déplacement reste faible. Une variation de réflectivité maximale d'environ 20% est atteinte à une longueur d'onde de  $11 \mu\text{m}$ .

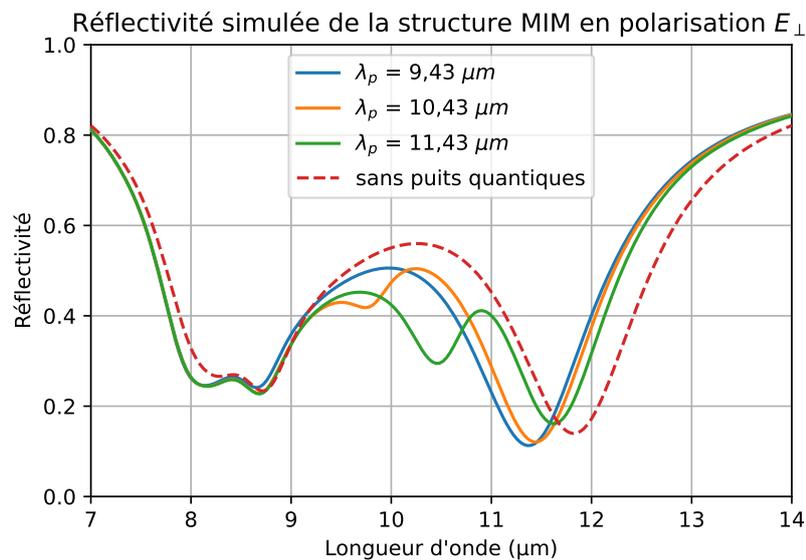


Figure 5.10 – Réflectivité de la structure MIM pour différentes longueur d'onde  $\lambda_p$  des puits quantiques. En pointillés rouge la réflectivité de la structure sans les puits quantiques.

On présente Figure 5.11 la carte du champ électrique suivant la direction verticale dans les couches supérieures de la structure MIM sans les puits quantiques à la résonance. Comme présenté en sous-section 5.2.1, c'est l'indice par rapport à la composante verticale du champ électrique qui sera modulée par les puits. On constate sur cette carte de champs que l'intensité est élevée au sein du ruban et en proximité directe de celui-ci dans la couche de GaSb en particulier. La partie supérieure de la couche de GaSb représente donc un emplacement idéal pour un ou des puits quantiques.

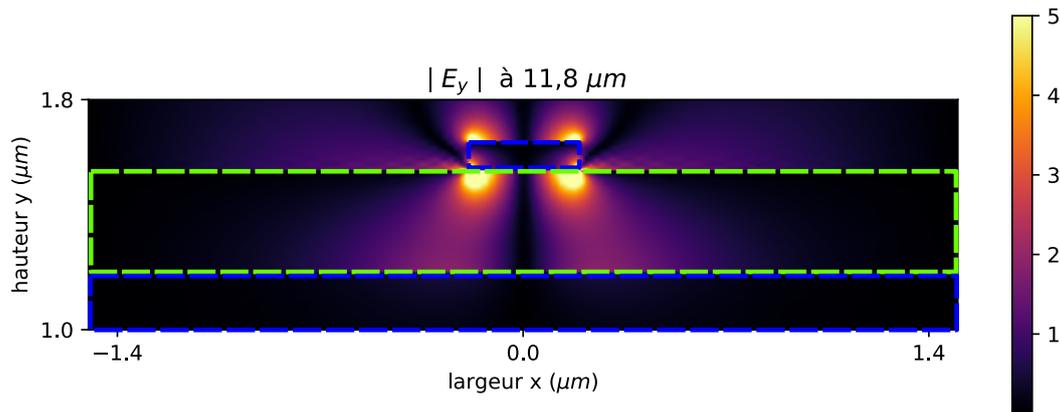


Figure 5.11 – Répartition de la composante verticale du champ électrique dans la structure sans puits quantique à incidence normale à sa résonance à  $11,8 \mu m$  en polarisation  $E_{\perp}$ . En vert la zone correspondant au GaSb, en bleu l'InAsSb fortement dopé.

La Figure 5.12 propose une variation de la structure précédente aux dimensions identiques mais pour laquelle un seul puits quantique a été placé dans la couche de GaSb  $20 \text{ nm}$  en-dessous du réseau. Comme observé Figure 5.11, ceci correspond à une zone de fort champ électrique dans la direction verticale. En plaçant dans cette zone le système de puits quantique, on peut donc supposer une forte influence de la modulation. En revanche, cette structure n'est pas directement transposable pour l'intégration d'un détecteur à la place de l'épaisseur de GaSb. Elle nécessiterait qu'une couche de GaSb comprenant les puits quantiques soit présente entre le détecteur et le réseau.

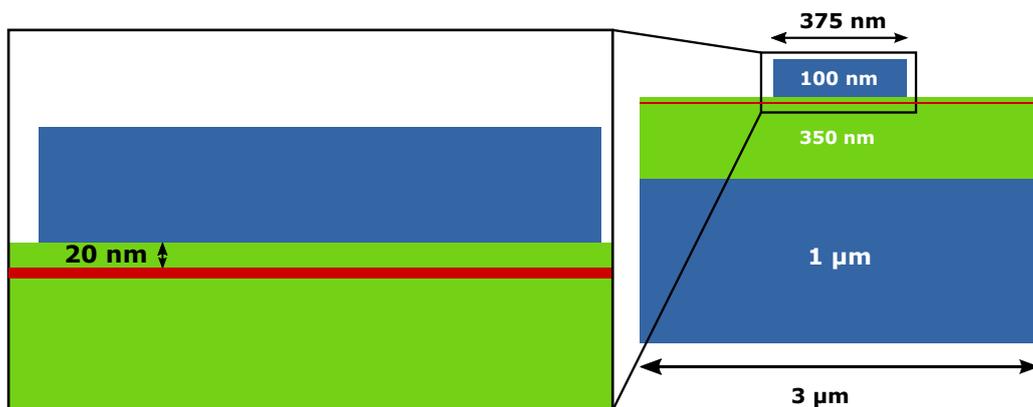


Figure 5.12 – Schéma de la structure étudiée. En bleu l'InAsSb fortement dopé, en vert le GaSb et en rouge les puits quantiques.

La réflectivité de la structure est présentée Figure 5.13. On constate que la résonance à  $11,8 \mu m$  présente pour la structure sans puits est décalée aux alentours de  $11 \mu m$  pour la structure avec puits. Comme précédemment, cette résonance se décale aux grandes longueurs d'ondes avec l'augmentation de la longueur d'onde d'absorption des puits, suivie par une seconde résonance présente à plus courte longueur d'onde. La modulation maximale est atteinte à  $10,9 \mu m$  et vaut environ 15%. Cette variation élevée avec un seul puits, comparable à celle de la structure précédente à trois puits, s'explique par le placement du puits dans une zone de forte intensité du champ  $E_y$ .

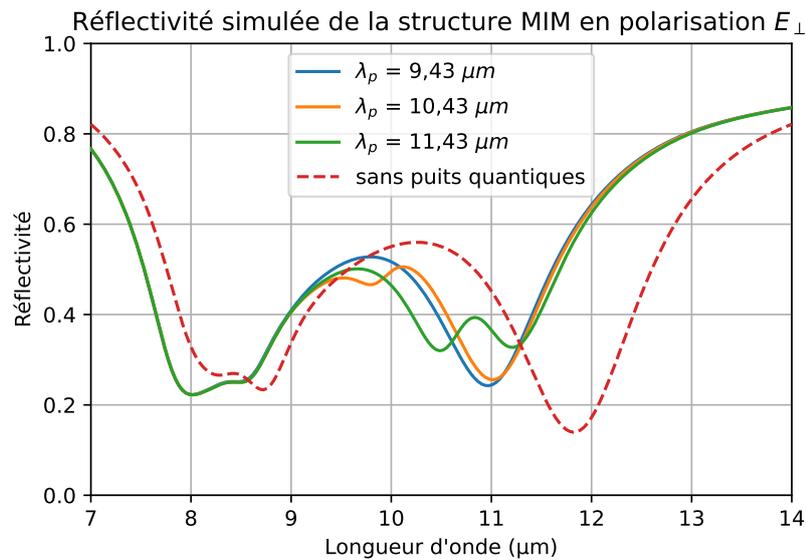


Figure 5.13 – Réflectivité de la structure MIM pour différentes longueur d'onde  $\lambda_p$  des puits quantiques. En pointillés rouge la réflectivité de la structure sans les puits quantiques.

Nous avons donc simulé l'évolution de la réflectivité d'une structure Métal-Isolant-Métal dans laquelle ont été intégrés des puits quantiques. Ces structures montrent une modulation de la réflectivité de ces structures pour une variation du paramètre  $\lambda_p$ . Une augmentation de la période de la structure permet de séparer les multiples résonances observées entre  $7$  et  $14 \mu m$ . La largeur du ruban permet de contrôler la position de la résonance MIM. Une modulation maximale de 15 à 20% a pu être obtenue pour un positionnement du ou des puits quantiques dans une zone où le champ électrique suivant la direction verticale est intense. Ces structures utilisées en tant que miroirs accordables (avec l'épaisseur de GaSb) ne sont pas directement adaptée à une utilisation dans un système optique. Elle représenteraient en revanche des structures relativement simples à réaliser; qui permettraient de vérifier l'apport de cette approche. Les structures incluant les puits quantiques dans l'épaisseur des rubans d'InAsSb pourraient être adaptées pour inclure un détecteur à la place de l'épaisseur de GaSb et former ainsi un détecteur accordable. La structure pour laquelle l'épaisseur de matériau biréfringent est dans la couche de GaSb souligne l'importance du positionnement de l'épaisseur de puits quantiques. Elle serait en revanche plus difficile à transposer en tant que détecteur accordable.

### 5.2.3 . Structure GMR

Le deuxième type de structure étudiée est inspirée de celle présentée dans [32] dont les dimensions ont là encore été modifiées. C'est un filtre optique constitué d'un réseau en InAsSb fortement dopé de  $1,6 \mu m$  d'épaisseur reposant sur un guide d'onde en GaSb  $2,2 \mu m$  sur un substrat de GaAs. Le réseau supérieur présente un pas de  $3,2 \mu m$  pour une largeur de ruban de  $1,6 \mu m$ . Cette structure admet une résonance de mode guidé. Un ensemble de neuf puits espacés de  $20 nm$  a été disposé au centre du guide d'onde afin de maximiser leur interaction avec la lumière piégée en son sein. S'agissant d'un filtre en transmission, la transposition de cette structure en détecteur accordable est plus directe : elle pourrait être épitaxiée sur un détecteur.

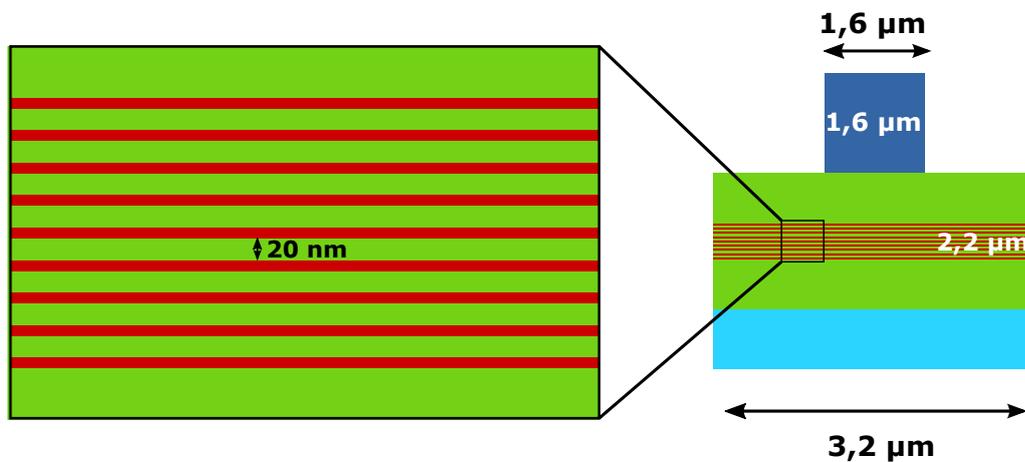


Figure 5.14 – Schéma de la structure GMR et de la disposition des puits quantiques au sein du guide d'onde. En bleu foncé l'InAsSb fortement dopé, en vert le GaSb, en bleu clair le GaAs et en rouge les puits quantiques.

La Figure 5.15 présente les spectres de transmission calculés pour cette structure pour différentes longueurs d'onde d'absorption des puits quantiques. On remarque que la réponse est fortement modulée par la longueur d'onde  $\lambda_p$  choisie pour les puits. Ainsi à  $10,75 \mu m$  la transmission passe de 80% pour  $\lambda_p = 9,43 \mu m$  à 35% pour  $\lambda_p = 11,43 \mu m$ . On remarque aussi que l'extinction de transmission est quasi-totale à  $10,5 \mu m$  pour  $\lambda_p = 9,43 \mu m$ . La transmission s'élève à près de 20 % pour  $\lambda_p = 11,43 \mu m$ .

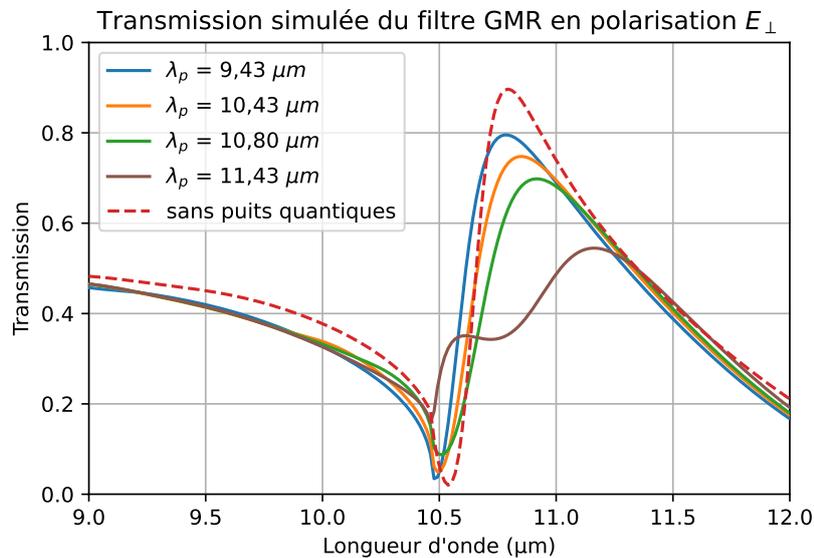


Figure 5.15 – Transmission simulée de la structure GMR présentée Figure 5.14 pour différentes longueur d'onde  $\lambda_p$  des puits quantiques. En bleu transmission pour  $\lambda_p = 9,43 \mu m$ , en orange pour  $\lambda_p = 10,43 \mu m$ , en vert pour  $\lambda_p = 10,80 \mu m$ , en marron pour  $\lambda_p = 11,43 \mu m$ . En pointillés rouge la réflectivité de la structure sans les puits quantiques.

La dernière structure que nous présenterons ici est identique dans sa géométrie à la précédente mais diffère de par la disposition des ensembles de puits quantiques. Comme illustré Figure 5.16 les puits sont disposés à l'interface de la couche de GaSb et du substrat. Ils sont au nombre de 10 et sont séparés par des écarts de plus en plus faible près du GaAs. Cette disposition a pour but de faire réduire graduellement l'indice du milieu de celui du GaSb (3,7 à 10,5  $\mu m$ ) à celui du GaAs (3,2 à 10,5  $\mu m$ ) grâce à celui des puits quantiques (2,1 pour  $\lambda_p = 11,43 \mu m$  dans la direction orthogonale au puits). Cette évolution graduelle d'indice optique à l'interface GaSb/GaAs a pour but de "casser" la résonance de mode guidé en évitant le saut d'indice qui permet à l'épaisseur de GaSb de former un guide d'onde.

De même que précédemment, on remarque sur la Figure 5.17 une forte influence de la longueur d'onde d'absorption des puits quantiques. La résonance de la structure, très visible pour  $\lambda_p = 9,43 \mu m$  n'est plus que très peu visible pour  $\lambda_p = 11,43 \mu m$ . La transmission passe de quelques pour-cents à 40% à 10  $\mu m$  et de 80% à 30% à 10,8  $\mu m$ .

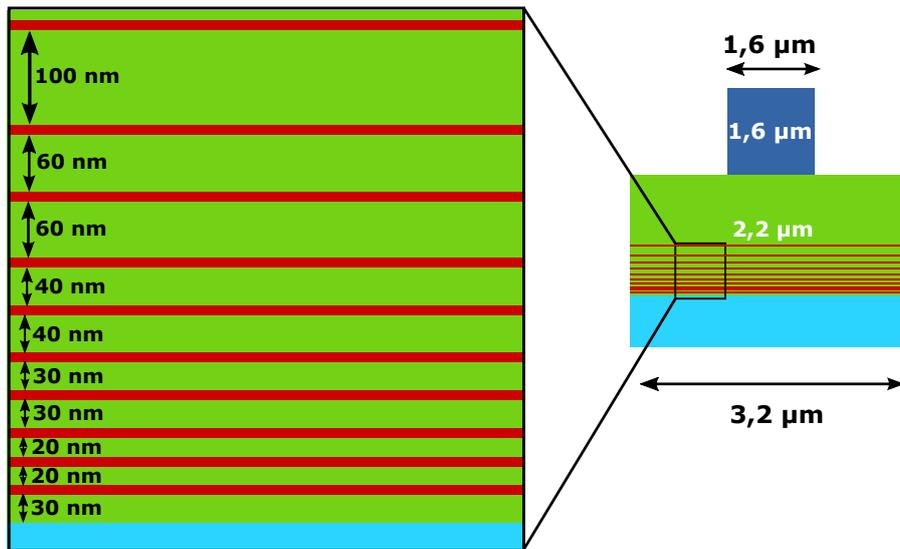


Figure 5.16 – Schéma de la structure étudiée et disposition des puits quantiques en son sein. En bleu foncé l'InAsSb fortement dopé, en vert le GaSb, en bleu clair le GaAs et en rouge les puits quantiques.

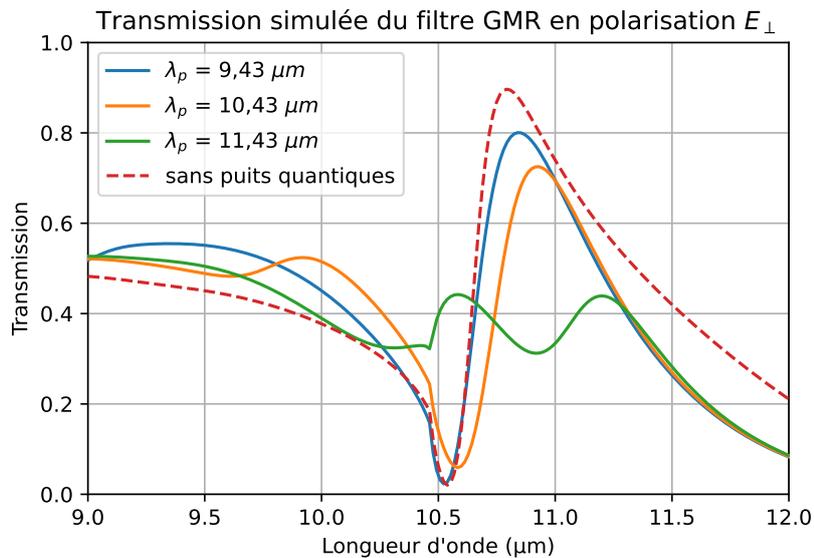


Figure 5.17 – Transmission simulée de la structure GMR présentée Figure 5.16 pour différentes longueur d'onde  $\lambda_p$  des puits quantiques. En bleu transmission pour  $\lambda_p = 9,43 \mu m$ , en orange pour  $\lambda_p = 10,43 \mu m$ , en vert pour  $\lambda_p = 11,43 \mu m$ . En pointillés rouge la réflectivité de la structure sans les puits quantiques.

Les simulations de ce filtre à résonance de mode guidé ont donc montré une influence importante sur la transmission du filtre de la modulation des puits quantiques.

### **5.3 . Conclusion des simulations de structures pour l'accordabilité spectrale du détecteur**

La littérature propose de nombreuses technologies pour la réalisation de structures accordables. La modulation par effet Stark sur un ensemble de puits quantiques semble la piste la plus prometteuse pour une intégration au détecteur en raison de ses performances et de sa compatibilité avec leur épitaxie.

Nous avons donc simulé de façon pragmatique, la réponse de structures résonantes accordables en longueur d'onde, basées sur cet effet. Ces simulations simples ont montré une modulation jusqu'à 20% de la réflectivité pour la structure MIM et une modulation jusqu'à 40% de la transmission la structure GMR. Elles s'appuient sur un modèle simplifié de l'effet Stark, paramétré avec un déplacement des niveau d'énergie de 24 meV qui correspond à la littérature. Une modélisation plus complètes de l'effet Stark, passant par la résolution des équations de Schrödinger et Poisson couplées, permettraient de vérifier de façon plus exacte les performances de modulations atteignables pour de telles structures.

Comme dans les exemples donnés dans la littérature, ces simulations ont été réalisées dans le cadre de structures indépendantes. Cependant, l'objet de cette thèse étant l'intégration de photo-détecteurs dans des structures résonantes, l'étape suivante serait d'étudier leur intégration dans des structures résonantes accordables. Cette approche pourrait permettre de fonctionnaliser les pixels de façon dynamique permettant par exemple de faire évoluer la longueur d'onde de sensibilité maximale du pixel ou bien de basculer entre absorption large bande et étroite. Les recherches sur l'accord spectral et l'intégration de cette fonctionnalité au détecteur sont d'ailleurs l'objet d'une thèse commencée cette année à l'ONERA. Andrea Piazza concentrera donc ses efforts de recherche sur l'accordabilité spectrale de détecteurs à cascade de puits quantiques.

## Conclusion générale

Les travaux de recherche menés au cours de cette thèse s'inscrivent dans le contexte du partenariat entre l'ONERA et l'IES pour l'amélioration des performances des détecteurs infrarouges à super-réseau. En particulier, nous nous sommes donnés pour but d'étudier l'intérêt de la réduction d'épaisseur de détecteurs LWIR pour l'abaissement du courant d'obscurité et l'intégration de ceux-ci dans des structures résonantes en semiconducteurs fortement dopés afin de contrebalancer la baisse d'absorption due à la réduction d'épaisseur. Ces travaux ont été menés aux côtés de projets étudiant des solutions complémentaires pour l'abaissement du courant d'obscurité comme le recours à des structures à barrière ou à des super-réseaux "Gallium-free". La visée de ces études est de déterminer l'apport de chacune de ces méthodes ainsi que leurs limitations afin de proposer de nouvelles architectures, offrant de meilleures performances. Nous proposons dans cette partie de résumer les conclusions de chacun des chapitres de ce manuscrit puis nous présenterons les perspectives.

### De nouveaux détecteurs

Le Chapitre 1 a posé le contexte de la photodétection infrarouge. Il a présenté les nombreuses filières de détecteurs concurrentes permettant la détection infrarouge. La technologie super-réseau de type II est l'une d'elles. Cette technologie théoriquement très prometteuse pour atteindre un faible courant d'obscurité a aujourd'hui des performances suffisantes pour en faire une filière commerciale. Elles restent cependant inférieures à celles de la filière MCT (filière dominante du marché, à la maturité technologique avancée) en courant d'obscurité et en rendement quantique.

Plusieurs stratégies d'abaissement du courant d'obscurité ont été proposées ces dernières décennies pour la filière super-réseau comme le recours à des structures à barrières, la conception d'empilements "Gallium-free" ou la réduction d'épaisseur du détecteur. Cette dernière entraîne cependant une chute d'absorption qui est préjudiciable au rendement quantique. Il est possible de contrebalancer cette chute d'absorption en intégrant le détecteur au sein d'une structure résonante. Les semiconducteurs fortement dopés représentent une famille de matériaux idéaux pour la réalisation de telles structures grâce à leur compatibilité avec les technologies de croissance des détecteurs super-réseau et leurs propriétés métalliques dans l'infrarouge lointain qui leur permettent d'être le support de résonances d'origine plasmonique.

## Proposition et modélisation de composants nanostructurés

Nous avons présenté dans le Chapitre 2 la façon dont nous avons simulé des structures constituées d'une photodiode de technologie T2SL ainsi que les architectures que nous avons retenues et leurs performances simulées d'absorption. Trois structures résonantes ont été retenues : la première est une structure présentant une résonance Fabry-Perot, constituée d'un détecteur de 550 nm d'épaisseur intercalée entre un miroir et une couche semi-réfléchissante d'InAsSb fortement dopé au silicium ; la deuxième est une structure présentant une absorption large bande via de multiples résonances sur la bande spectrale de 7,5 à 11  $\mu\text{m}$ , constituée d'un détecteur de 1,6  $\mu\text{m}$  d'épaisseur situé entre un miroir et un réseau d'InAsSb fortement dopé ; la troisième structure est elle aussi multirésonante et constituée d'un réseau et d'un miroir d'InAsSb séparés par un détecteur, cette fois-ci d'une épaisseur de 350 nm. Dans chacune des structures une couche de GaSb est présente entre le miroir arrière d'InAsSb et le détecteur en super-réseau.

Pour la première structure, une absorption de 55% au sein du détecteur a été atteinte à la résonance. Cette absorption utile est supérieure à celle de 40% rapportée dans [35] ; ce qui peut être expliqué par l'approximation d'absorption constante du T2SL sur la bande 8-14  $\mu\text{m}$  dans nos simulations. La deuxième structure propose une absorption utile de 55% sur la plage 7,8 - 10,5  $\mu\text{m}$ . La troisième structure présente une absorption utile moyenne de 38% entre 9 et 12  $\mu\text{m}$ . En supposant une collecte parfaite des porteurs de charges libres photo-générés, cette absorption utile peut-être assimilée au rendement quantique externe. Les structures proposées semblent donc prometteuses pour atteindre de bons rendements quantiques externes malgré l'épaisseur réduite de leur photodétecteur respectif. L'origine de certaines des résonances observées a été discutée. La grande tolérance angulaire de leurs résonances en fait des candidats idéaux pour leur intégration dans des systèmes optiques réels.

## Étude expérimentale de l'apport des détecteurs fins avec et sans résonateur

Le Chapitre 3 a présenté les mesures optiques et électro-optiques réalisées sur deux échantillons. Le premier correspond à la structure Fabry-Perot et le second est constitué d'un empilement identique pour lequel les couches d'InAsSb fortement dopé constituant le miroir arrière et semi-réfléchissant de la cavité Fabry-Perot ont été remplacées par des couches fines d'InAsSb au dopage réduit, servant ainsi de référence.

Les mesures de réflectivité à température ambiante sur ces échantillons ont montré une absorption quasi-unitaire pour les deux pics de résonance à 5,2 et 10,4  $\mu\text{m}$  pour la structure Fabry-Perot et une réflectivité de 40%, stable de 4 à 16  $\mu\text{m}$ , pour la structure de référence.

Les mesures électro-optiques ont montré une évolution avantageuse du courant d'obscurité avec la température, comparé à la littérature, entre 80 et 130 K. Ainsi le courant d'obscurité mesuré est comparable à celui de la littérature à 80 K ( $2.10^{-3} \text{ A/cm}^2$ ) et deux ordres de grandeurs plus bas à 130 K ( $4,6.10^{-2} \text{ A/cm}^2$  contre  $1 \text{ A/cm}^2$  dans [15]). La comparaison entre les rendements quantiques avec et sans résonateur montrent une augmentation d'un facteur deux du rendement à la résonance de la ca-

tivité Fabry-Perot. Le rendement quantique externe passe de 5% sans les miroirs supérieur et inférieur à 10% avec, pour une même épaisseur de détecteur. La littérature rapporte une amélioration du rendement quantique externe par un facteur 2,7 en intégrant le détecteur dans une cavité Fabry-Perot. Le rendement de 10% pour l'échantillon C2032-FP est en deçà de la valeur promise par l'absorption utile de 55% trouvée lors des simulations du chapitre 2. Cette observation peut s'expliquer par le fait que la longueur d'onde de coupure du détecteur est le point limitant, à haute longueur d'onde, pour l'absorption de cette structure. Ceci est cohérent avec les observations de la réponse spectrale du détecteur pour différentes températures.

Ces mesures montrent donc l'intérêt de la réduction de l'épaisseur du détecteur pour l'abaissement du courant d'obscurité. Elles illustrent aussi que l'intégration du détecteur au sein d'une structure résonante permet d'augmenter l'absorption et donc son rendement quantique.

### **Mesures optiques sur composants multirésonants nanostructurés**

Dans le Chapitre 4 nous avons présenté les mesures de réflectivité effectuées sur des composants nanostructurés reprenant les structures multirésonante épaisse et multirésonante fine étudiées au Chapitre 2.

De façon prévisible, les mesures ont montré une forte dépendance de la réflectivité à la polarisation pour les structures à réseau à une dimension et une réflectivité indépendante de la polarisation pour les structures à réseau à deux dimensions. Les spectres mesurés sur la structure multirésonante fine ont montré comme attendu de multiples résonances en polarisation  $E_{\perp}$  et une absorption totale atteignant une moyenne de 70% entre 8,5 et 12,2  $\mu m$ . Pour la structure multirésonante épaisse, les mesures ont souligné l'importance de la maîtrise des géométries et de la profondeur de gravure. L'un des retours de cet échantillon est donc la nécessité de prévoir, dans les conceptions à venir, une couche d'arrêt de gravure. Les deux échantillons ont montré une forte influence de la direction de gravure choisie par rapport à la direction cristalline sur la géométrie finale des structures. Dans l'une des directions cela laisse apparaître des pieds qui ont une forte influence sur le spectre d'absorption de ces structures. Par conséquent il est nécessaire de les prendre en compte dès l'étape de conception des nanostructures.

La réalisation de composants nanostructurés semble donc prometteuse pour permettre l'absorption de photodétecteurs fins. Elle permet l'ajustement de la gamme de résonance *a posteriori* des épitaxies par un jeu sur les paramètres géométriques.

### **Accord spectral du détecteur**

Enfin, dans le Chapitre 5, nous avons étudié la faisabilité d'un accord spectral du détecteur. Nous sommes revenus sur les différentes technologies de modulation présentes dans la littérature et avons proposé la modulation par effet Stark dans des empilements de puits quantiques comme technologie la plus adaptée pour une intégration future du modulateur au détecteur.

Par une modélisation simple, nous avons tenté de dégager quelques structures d'intérêt, pour la modulation du spectre. La première structure proposée, en réflexion, est basée sur une résonance MIM et la seconde, en transmission, repose sur une résonance de mode guidé. Nous montrons une modulation importante de la réflectivité (respectivement, transmission) pour un déplacement des niveau d'énergie réaliste vis-à-vis de la littérature (24 meV). La modulation à une longueur d'onde fixée atteint 20% en réflectivité pour la structure MIM et 40% en transmission pour la structure GMR.

Cette voie nous semble donc prometteuse pour la réalisation de modulateurs électriquement commandables intégrés au détecteur. Une modélisation plus fine de l'effet Stark nous semble néanmoins à prévoir pour la conception de telles structures.

### **Conclusion et perspectives du projet**

Les travaux de recherches menés au cours de cette thèse ont permis de vérifier l'apport de la réduction d'épaisseur conjointement à l'utilisation de structures résonantes pour l'amélioration des performances des détecteurs. Ces travaux ont montré l'évolution avantageuse du courant d'obscurité avec la température dans le cas des détecteurs fins ainsi que l'augmentation du rendement quantique externe par l'intégration du détecteur dans une structure résonante.

Cette stratégie pourrait être appliquée conjointement à d'autres, permettant elles aussi l'abaissement du courant d'obscurité, comme le recours à des structures à barrière ou l'intégration de détecteurs "Gallium-free". La réalisation de structures multirésonantes permettrait d'étendre à une large bande l'amélioration du rendement observée à la résonance pour la structure Fabry-Perot. Dans ce cas une couche d'arrêt de gravure nous semble à prévoir. De même nous notons qu'en fonction de la direction de gravure choisie par rapport à la direction cristalline, il peut être nécessaire d'anticiper l'apparition de pieds de gravure. La longueur d'onde de coupure du détecteur est elle aussi à anticiper.

L'intégration de systèmes de puits quantiques dissymétriques semble prometteuse pour rendre les structures accordables par effet Stark. Dans ce cas, les deux stratégies nous semblent envisageables : la croissance en surface du détecteur d'un filtre accordable ou bien son intégration directement au sein de la structure. À l'heure actuelle, la structure GMR nous semble la plus prometteuse pour cette approche. Des moyens de simulation plus exacte de l'effet Stark nous semblent à mettre en place.

## A - Diagrammes de dispersion et réponse en angles

Le plan d'incidence utilisé lors des réponse en angles des différentes structures présentées dans le deuxième chapitre est celui présenté dans la Figure A.1 comme le plan xoz. On constate des performances légèrement inférieures dans le second plan d'incidence mais toujours une bonne stabilité angulaire.

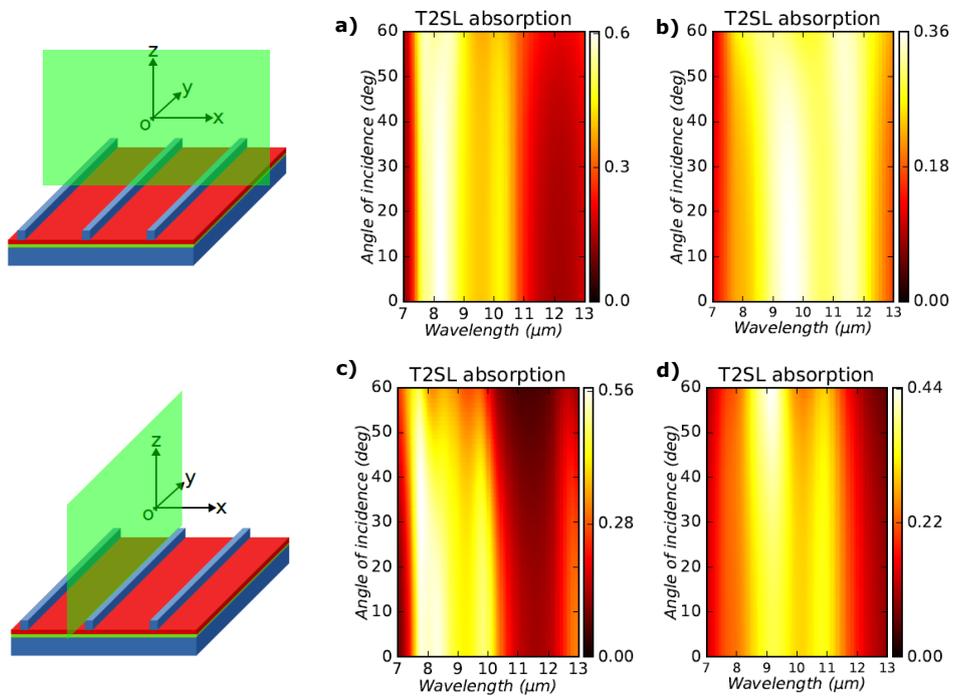


Figure A.1 – Diagrammes de dispersion de l'absorption utile dans le plan xoz a) et b) et dans le plan yoz c) et d). Les Figures a) et c) concernent la structure épaisse et b) et d) concernent la structure fine.

## B - Étapes technologiques réalisées sur les échantillons

Les différentes étapes technologiques appliquées sur les épitaxies pour le réalisation des photodiodes sont résumées Figure B.1. L'étape de gravure des mésas a été effectuée par voie humide dans une solution d'acide citrique/ $H_2O_2$ /HF (1 :1 :0.001) après désoxydation dans une solution d'acide chlorhydrique HCl / H<sub>2</sub>O (1 :5). La passivation a été réalisée à la résine AZ1518 durcie au four à 200°C pendant 2 heures. Les contacts (Ti/Au : 50/350 nm) ont été déposés par évaporation par faisceau électronique avant une étape de lift-off (sur AZ5214) afin de délimiter les zones ciblées. La métallisation arrière a été réalisée par sputtering de (Pd/AuGeNi : 5/200nm) avant un recuit de diffusion de 30 seconde à 175°C.

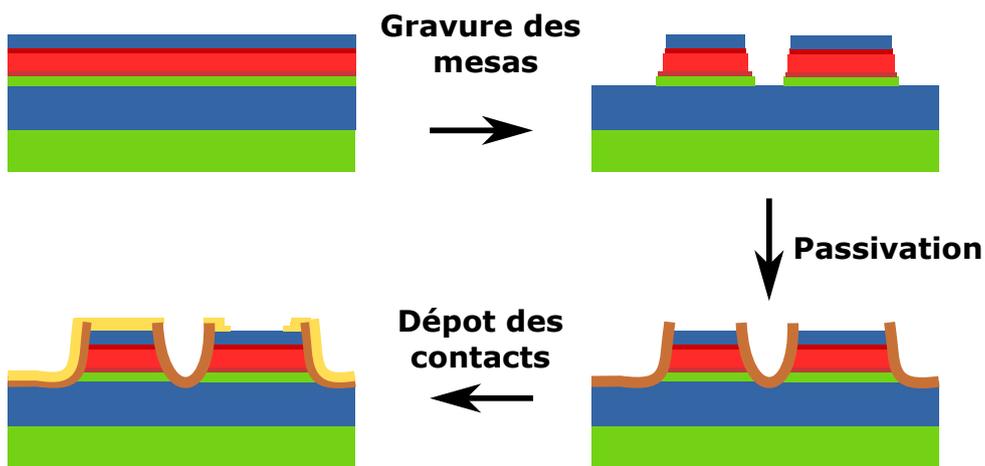


Figure B.1 – Schéma résumant les étapes technologiques sur la surface éclairée pour la réalisation de diode sur les épitaxies.

## C - Mesure de photoluminescence sur détecteur super-réseau

Des mesures de photoluminescence ont été réalisées par l'IES sur un échantillon de T2SL. Ce T2SL est supposé avoir une constitution relativement similaire à nos échantillons. La Figure C.1 présente les mesures de photoluminescence de C1735 à différentes températures. On remarque que le pic de photoluminescence est centré sur  $10 \mu m$ . Ceci correspond à l'énergie de bande interdite. On remarque de plus la présence d'un pic parasite à  $14 \mu m$  probablement dû à des imperfections dans la structure cristalline des couches du super-réseau. On remarque que le pic principal se déplace vers les hautes longueurs d'ondes (Varshni). Cette mesure présente donc une bande interdite entre  $10$  et  $10,5 \mu m$  ce qui ne correspond pas tout à fait aux observations des spectres de réponse spectrale des détecteurs fonctionnels.

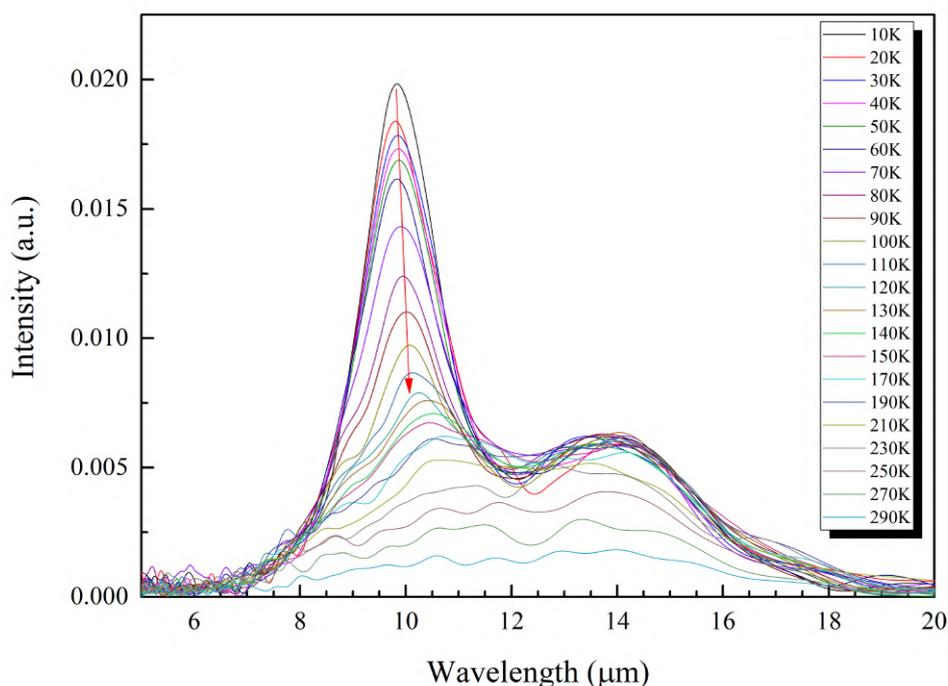


Figure C.1 – Mesures de photoluminescence sur échantillons T2SL.

## D - Vieillessement de C2000-REF

La Figure D.1 illustre la même mesure effectuée lors de deux sessions différentes, à un mois d'intervalle, sur l'échantillon C2000-REF. On constate une évolution dans les densités de courant mesurées, particulièrement prononcée pour la diode aveugle de  $300 \mu\text{m}$  de diamètre. Cela souligne un phénomène déjà connu au sein de notre laboratoire : le vieillissement de ces détecteurs. On remarque que ce vieillissement est plus prononcé pour les diodes de plus grand diamètre. Ceci semble aller contre l'explication d'une détérioration de la passivation car on s'attendrait alors à ce que le vieillissement soit accéléré pour les diodes de petit diamètre (présentant un rapport périmètre/surface plus important). Une étude systématique de l'évolution de plusieurs échantillons pourrait apporter des éléments de réponse sur son origine exacte.

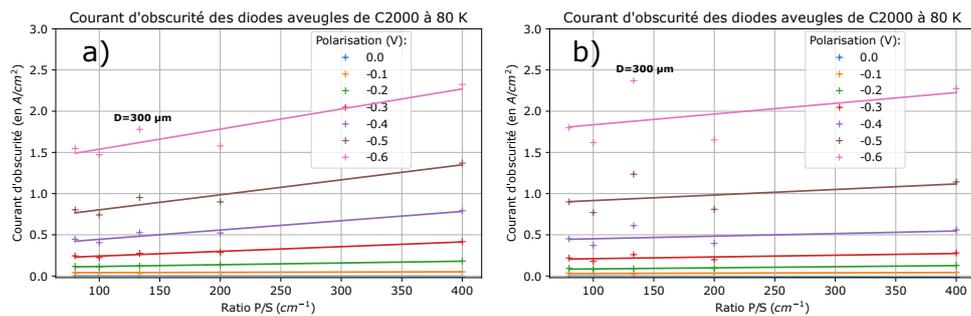


Figure D.1 – Densités de courant d'obscurité mesuré sur les diodes aveugles de C2000-REF.

## E - Mesures MEB sur C1753

La Figure E.1 montre l'évaluation de la profondeur de gravure sur de tampons différent (respectivement 1D et 2D) de l'échantillon C1753. Une approximation du fond de gravure de 380 nm a été faite dans nos simulations au vu de l'épaisseur de la couche d'InAsSb de 1,5  $\mu m$ .

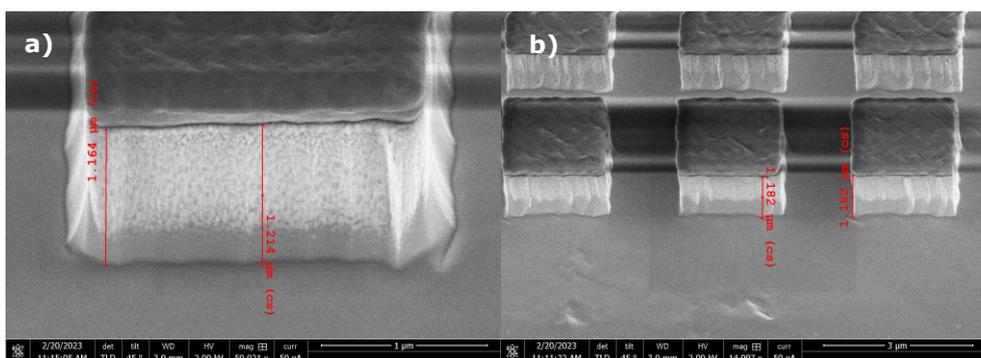


Figure E.1 – Images MEB de l'échantillon C1753 avec mesures a) sur les rubans d'InAsSb d'un des tampons 1D et b) sur les plots d'InAsSb d'un des tampons 2D.

## Références

- [1] Joël DESCHAMPS, Riad HAIDAR, and Sylvie BERNHARDT. Détection infrarouge : état de l'art et évolution. *Photoniques*, 42 :60–62, 2009.
- [2] Nibir K., Ravi Dat, and Ashok K. Advances in Infrared Detector Array Technology. In Sergei Pyshkin, editor, *Optoelectronics - Advanced Materials and Devices*. InTech, January 2013.
- [3] Vignesh AROUNASSALAME. *Nouvelles architectures de détecteurs infrarouge à super-réseaux*. PhD thesis, UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY, February 2022.
- [4] Michaël Verdun. *Photodétecteurs InGaAs Nanostructurés pour l'Imagerie Infrarouge*. PhD thesis, École Polytechnique.
- [5] Sławomir Gogler, Grzegorz Bieszczad, Alicja Zarzycka, Magdalena Szymańska, and Tomasz Sosnowski. Model of an optical system's influence on sensitivity of microbolometric focal plane array. page 85411K, Edinburgh, United Kingdom, October 2012.
- [6] A. Rogalski. Comparison of photon and thermal detector performance. In *Handbook of Infra-red Detection Technologies*, pages 5–81. Elsevier, 2002.
- [7] A Rogalski. HgCdTe infrared detector material : history, status and outlook. *Reports on Progress in Physics*, 68(10) :2267–2336, October 2005. Number : 10.
- [8] E. Giard. *Caractérisation et optimisation de la filière des détecteurs infrarouge à super-réseau InAs/GaSb*. PhD thesis, UNIVERSITE PARIS DIDEROT, September 2015.
- [9] A. Rogalski, P. Martyniuk, and M. Kopytko. Type-II superlattice photo-detectors versus HgCdTe photodiodes. *Progress in Quantum Electronics*, 68 :100228, November 2019.
- [10] I. Ribet-Mohamed, M. Caes, S. Derelle, S. Bernhardt, and Julien Jaeck. Détecteurs matriciels pour l'infrarouge Infrared focal plane arrays. page 57, October 2020.
- [11] Antoni Rogalski. Third-generation infrared photon detectors. *Optical Engineering*, 42(12) :3498, December 2003. Number : 12.
- [12] Cyril Cervera. *Le photodétecteur à superréseau InAs/GaSb pour imagerie infrarouge*. PhD thesis, UNIVERSITÉ MONTPELLIER 2, December 2011.
- [13] Jarosław Wróbel. Analysis of Temperature Dependence of Dark Current Mechanisms in Mid-Wavelength Infrared pin Type-II Superlattice Photodiodes. *Sensors and Materials*, page 235, 2014.

- [14] L. Höglund, J.B. Rodriguez, R. Marcks von Würtemberg, S. Naureen, R. Ivanov, C. Asplund, R. Alchaar, P. Christol, A. Rouvié, J. Brocal, O. Saint-Pé, and E. Costard. Influence of shallow versus deep etching on dark current and quantum efficiency in InAs/GaSb superlattice photodetectors and focal plane arrays for long wavelength infrared detection. *Infrared Physics & Technology*, 95 :158–163, December 2018.
- [15] Robert Rehm, Florian Lemke, Johannes Schmitz, Matthias Wauro, and Martin Walther. Limiting dark current mechanisms in antimony-based superlattice infrared detectors for the long-wavelength infrared regime. page 94510N, Baltimore, Maryland, United States, June 2015.
- [16] Q. K. Yang, F. Fuchs, J. Schmitz, and W. Pletschen. Investigation of trap-assisted tunneling current in InAs/(GaIn)Sb superlattice long-wavelength photodiodes. *Applied Physics Letters*, 81(25) :4757–4759, December 2002. Number : 25.
- [17] Fei Suo, Jinchao Tong, and Dao Hua Zhang. Dark Current Analysis of InAsSb-Based Hetero-*p-i-n* Mid-Infrared Photodiode. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 56(1) :1–6, February 2020. Number : 1.
- [18] B. T. Marozas, W. D. Hughes, X. Du, D. E. Sidor, G. R. Savich, and G. W. Wicks. Surface dark current mechanisms in III-V infrared photodetectors [Invited]. *Optical Materials Express*, 8(6) :1419, June 2018. Number : 6.
- [19] Dominic Kwan, Manoj Kesaria, Ezekiel Anyebe Anyebe, and Diana Hufaker. Recent trends in 8–14  $\mu\text{m}$  type-II superlattice infrared detectors. *Infrared Physics & Technology*, 116 :103756, August 2021.
- [20] P. Martyniuk, J. Antoszewski, M. Martyniuk, L. Faraone, and A. Rogalski. New concepts in infrared photodetector designs. *Applied Physics Reviews*, 1(4) :041102, December 2014. Number : 4.
- [21] Philip Klipstein. "XB n " barrier photodetectors for high sensitivity and high operating temperature infrared sensors. page 69402U, Orlando, FL, April 2008.
- [22] P. C. Klipstein, Y. Gross, D. Aronov, M. ben Ezra, E. Berkowicz, Y. Cohen, R. Fraenkel, A. Glozman, S. Grossman, O. Klin, I. Lukomsky, T. Marlowitz, L. Shkedy, I. Shtrichman, N. Snapi, A. Tuito, M. Yassen, and E. Weiss. Low SWaP MWIR detector based on XBn focal plane array. page 87041S, Baltimore, Maryland, USA, June 2013.
- [23] 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, September 2014. Number : 9.
- [24] Audrey Chu, Charlie Gréboval, Nicolas Goubet, Bertille Martinez, Clément Livache, Junling Qu, Prachi Rastogi, Francesco Andrea Bresciani, Yoann

- Prado, Stephan Suffit, Sandrine Ithurria, Grégory Vincent, and Emmanuel Lhuillier. Near Unity Absorption in Nanocrystal Based Short Wave Infrared Photodetectors Using Guided Mode Resonators. *ACS Photonics*, 6(10) :2553–2561, October 2019. Number : 10.
- [25] M. D. Goldflam, E. A. Kadlec, B. V. Olson, J. F. Klem, S. D. Hawkins, S. Parameswaran, W. T. Coon, G. A. Keeler, T. R. Fortune, A. Tauke-Pedretti, J. R. Wendt, E. A. Shaner, P. S. Davids, J. K. Kim, and D. W. Peters. Enhanced infrared detectors using resonant structures combined with thin type-II superlattice absorbers. *Applied Physics Letters*, 109(25) :251103, December 2016. Number : 25.
- [26] Jinchao Tong, Landobasa Y. M. Tobing, Yu Luo, Dawei Zhang, and Dao Hua Zhang. Single Plasmonic Structure Enhanced Dual-band Room Temperature Infrared Photodetection. *Scientific Reports*, 8(1) :1548, December 2018. Number : 1.
- [27] Hideki T. Miyazaki, Takaaki Mano, Takeshi Kasaya, Hirotaka Osato, Kazuhiro Watanabe, Yoshimasa Sugimoto, Takuya Kawazu, Yukinaga Arai, Akitsu Shigetou, Tetsuyuki Ochiai, Yoji Jimba, and Hiroshi Miyazaki. Synchronously wired infrared antennas for resonant single-quantum-well photodetection up to room temperature. *Nature Communications*, 11(1) :565, December 2020. Number : 1.
- [28] John A. Montoya, Zhao-Bing Tian, Sanjay Krishna, and Willie J. Padilla. Ultra-thin infrared metamaterial detector for multicolor imaging applications. *Optics Express*, 25(19) :23343, September 2017. Number : 19.
- [29] Sarath Gunapala, David Ting, Alexander Soibel, Arezou Khoshakhlagh, Sir Rafol, Cory Hill, Anita Fisher, Brian Pepper, Kwong-Kit Choi, Arvind D'Souza, Christopher Masterjohn, Sachidananda Babu, and Parminder Ghuman. Antimonides Type-II superlattice digital focal plane arrays for Space remote sensing instruments. In *International Conference on Space Optics — ICSSO 2018*, volume 11180, page 111803T. International Society for Optics and Photonics, July 2019.
- [30] 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, October 2014. Number : 20.
- [31] Thierry Taliercio and Paolo Biagioni. Semiconductor infrared plasmonics. *Nanophotonics*, 8(6) :949–990, June 2019. Number : 6.
- [32] Clément Maës, Grégory Vincent, Fernando González-Posada Flores, Laurent Cerutti, Riad Haïdar, and Thierry Taliercio. Long-wave infrared spectral filter with semiconductor materials. In David L. Andrews, Jean-Michel Nunzi, Martti Kauranen, and Angus J. Bain, editors, *Nanophotonics VIII*, page 43, Online Only, France, April 2020. SPIE.

- [33] Franziska B. Barho, Fernando Gonzalez-Posada, Laurent Cerutti, and Thierry Taliercio. Heavily Doped Semiconductor Metamaterials for Mid-Infrared Multispectral Perfect Absorption and Thermal Emission. *Advanced Optical Materials*, 8(6) :1901502, March 2020. Number : 6.
- [34] 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, September 2017. Number : 12.
- [35] Leland Nordin, Abhilasha Kamboj, Priyanka Petluru, Eric Shaner, and Daniel Wasserman. All-Epitaxial Integration of Long-Wavelength Infrared Plasmonic Materials and Detectors for Enhanced Responsivity. *ACS Photonics*, 7(8) :1950–1956, August 2020. Number : 8.
- [36] A. Kamboj, L. Nordin, P. Petluru, A. J. Muhowski, D. N. Woolf, and D. Wasserman. All-epitaxial guided-mode resonance mid-wave infrared detectors. *Applied Physics Letters*, 118(20) :201102, May 2021.
- [37] P. Petluru, A. J. Muhowski, A. Kamboj, N. C. Mansfield, M. Bergthold, E. A. Shaner, J. F. Klem, and D. Wasserman. All-epitaxial resonant cavity enhanced long-wave infrared detectors for focal plane arrays. *Applied Physics Letters*, 122(2) :021101, January 2023.
- [38] J P Hugonin and P Lalanne. Reticolo software for grating analysis, 2005.
- [39] J P Hugonin and P Lalanne. Reticolo users manual 1D et 2D.
- [40] 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, October 2014. Number : 14.
- [41] Sona Das, Jhuma Dutta, Sudipto Das Gupta, Gaurav Jayaswal, and Manish Kumar Hooda. Broadband cavity architecture for ultra-thin type-II superlattice mid-infrared detectors. *Journal of the Optical Society of America B*, 40(4) :789, April 2023.
- [42] Clément Maës. *Plasmonique active pour l'infrarouge sur semi-conducteur fortement dopé*. PhD thesis, Montpellier, Palaiseau, September 2020.
- [43] Stefan Zollner, Pablo P. Paradis, Farzin Abadizaman, and Nuwanjula S. Samarasingha. Drude and Kukharskii mobility of doped semiconductors extracted from Fourier-transform infrared ellipsometry spectra. *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics : Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, 37(1) :012904, January 2019.
- [44] Vignesh AROUNASSALAME. Nouvelles architectures de détecteurs infrarouge super-réseaux, April 2020. Presenters : \_ :n293.

- [45] Document promotionnel Telops FAST-IR FAMILY.
- [46] Jingyi Yang, Sudip Gurung, Subhajit Bej, Peinan Ni, and Ho Wai Howard Lee. Active optical metasurfaces : comprehensive review on physics, mechanisms, and prospective applications. *Reports on Progress in Physics*, 85(3) :036101, March 2022.
- [47] Kebin Fan, Richard D. Averitt, and Willie J. Padilla. Active and tunable nanophotonic metamaterials. *Nanophotonics*, 11(17) :3769–3803, August 2022.
- [48] Qiong He, Shulin Sun, and Lei Zhou. Tunable/Reconfigurable Metasurfaces : Physics and Applications. *Research*, 2019 :1–16, July 2019.
- [49] Omar A. M. Abdelraouf, Ziyu Wang, Hailong Liu, Zhaogang Dong, Qian Wang, Ming Ye, Xiao Renshaw Wang, Qi Jie Wang, and Hong Liu. Recent Advances in Tunable Metasurfaces : Materials, Design, and Applications. *ACS Nano*, page acsnano.2c04628, August 2022.
- [50] Erika K. Petrak and Thomas G. Baur. Liquid crystals for polarization control in the MWIR. page 909910, Baltimore, Maryland, USA, May 2014.
- [51] Lei Xiao, Jintao Fu, Peng Zhu, Nong Li, Yongyi Jiang, Haofei Shi, Xingzhan Wei, Wen Xiong, Guowei Wang, and Tai Sun. Pixel-integrated Mie metasurface long-wave multispectral type II superlattice detector. *Applied Physics Letters*, 124(9) :091108, February 2024.
- [52] Can Cui, Junqing Ma, Kai Chen, Xinjie Wang, Tao Sun, Qingpu Wang, Xijian Zhang, and Yifei Zhang. Active and Programmable Metasurfaces with Semiconductor Materials and Devices. *Crystals*, 13(2) :279, February 2023.
- [53] Goran Isic, Georgios Sinatkas, Dimitrios C. Zografopoulos, Borislav Vasic, Antonio Ferraro, Romeo Beccherelli, Emmanouil E. Kriezis, and Milivoj Belic. Electrically Tunable Metal–Semiconductor–Metal Terahertz Metasurface Modulators. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 25(3) :1–8, May 2019. Number : 3.
- [54] Antonio Cala’ Lesina, Dominic Goodwill, Eric Bernier, Lora Ramunno, and Pierre Berini. On the performance of optical phased array technology for beam steering : effect of pixel limitations. *Optics Express*, 28(21) :31637, October 2020. Number : 21.
- [55] Yohan Lee, Jeongse Yun, Sun-Je Kim, Minjee Seo, Sungjun In, Hee-Dong Jeong, Seung-Yeol Lee, Namkyoo Park, Taek Dong Chung, and Byoung-ho Lee. High-Speed Transmission Control in Gate-Tunable Metasurfaces Using Hybrid Plasmonic Waveguide Mode. *Advanced Optical Materials*, 8(22) :2001256, November 2020. Number : 22.
- [56] Yohan Lee, Sun-Je Kim, Jeong-Geun Yun, Changhyun Kim, Seung-Yeol Lee, and Byoung-ho Lee. Electrically tunable multifunctional metasur-

face for integrating phase and amplitude modulation based on hyperbolic metamaterial substrate. *Optics Express*, 26(24) :32063, November 2018. Number : 24.

- [57] Zuoming Dong, Raj K. Vinnakota, Andrew F. Briggs, Leland Nordin, Seth R. Bank, Dentcho A. Genov, and Daniel Wasserman. Electrical modulation of degenerate semiconductor plasmonic interfaces. *Journal of Applied Physics*, 126(4) :043101, July 2019.
- [58] A. Delteil, A. Vasanelli, Y. Todorov, B. Paulillo, G. Biasiol, L. Sorba, and C. Sirtori. Gate controlled coupling of intersubband plasmons. *Applied Physics Letters*, 102(3) :031102, January 2013. Number : 3.
- [59] Stefano Pirotta, Ngoc-Linh Tran, Arnaud Jollivet, Giorgio Biasiol, Paul Crozat, Jean-Michel Manceau, Adel Bousseksou, and Raffaele Colombelli. Fast amplitude modulation up to 1.5 GHz of mid-IR free-space beams at room-temperature. *Nature Communications*, 12(1) :799, December 2021. Number : 1.
- [60] Jongwon Lee, Seungyong Jung, Pai-Yen Chen, Feng Lu, Frederic Demmerle, Gerhard Boehm, Markus-Christian Amann, Andrea Alù, and Mikhail A. Belkin. Ultrafast Electrically Tunable Polaritonic Metasurfaces. *Advanced Optical Materials*, 2(11) :1057–1063, November 2014.
- [61] T. Skauli, P. S. Kuo, K. L. Vodopyanov, T. J. Pinguet, O. Levi, L. A. Eyres, J. S. Harris, M. M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn, and E. Lallier. Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics. *Journal of Applied Physics*, 94(10) :6447–6455, November 2003.
- [62] LE Tuan Nghia. *Epsilon-Near-Zero and nanophotonics concepts applied to MIR optoelectronic devices*. PhD thesis, Université Paris Saclay.

**Titre :** Étude et réalisation de photodétecteurs nanostructurés pour l'infrarouge

**Mots clés :** Bande III; nanostructures; photodétection

**Résumé :** Les travaux de recherche présentés dans cette thèse s'inscrivent dans les efforts de veille technologique menés à l'ONERA sur l'amélioration des performances des photodétecteurs infrarouges. Depuis ses débuts, la filière super-réseau a vu sa maturité technologique évoluer passant du statut de filière à l'étude dans les laboratoires de recherche à celui de filière technologiquement mature remportant des contrats industriels. Ses avantages en termes d'opérabilité pour les détecteurs matriciels, son absorption décente menant à des bons rendements et son courant d'obscurité relativement faible lui ont permis de faire concurrence aux autres technologies en place. Cependant malgré ses promesses initiales de limitations inférieures dues au matériau, elle reste généralement moins performante dans le LWIR que sa concurrente principale, la filière HgCdTe, pour le courant d'obscurité et le rendement quantique externe. Or, le courant d'obscurité est l'un des enjeux majeurs de la photodétection infrarouge puisqu'il impose un refroidissement à des températures cryogéniques du détecteur. Ces détecteurs nécessitent donc l'utilisation de machines à froid d'autant plus volumineuses, lourdes et consommatrices d'énergie que la température de fonctionnement à atteindre est basse. Plusieurs solutions technologiques sont donc à l'étude pour l'abaissement du courant d'obscurité permettant ainsi l'augmentation des températures de fonctionnement à performances égales. La réduction de l'épaisseur du détecteur (traditionnellement de plusieurs micromètres) est l'une de ces solutions. La chute d'absorption qui en est la conséquence peut être compensée par l'intégration de celui-ci dans une structure piégeant la lumière aux longueurs d'ondes de détection. Conventionnellement réalisées en métal, le dépôt de ces structures complexifie la fabrication de tels détecteurs. Cependant, de telles structures peuvent aussi être réalisées en semiconducteurs fortement dopés, offrant une

meilleure flexibilité et une meilleure compatibilité avec les technologies de croissance des détecteurs.

Dans ce manuscrit, nous présentons la conception et la caractérisation de trois structures résonantes en tout semiconducteur intégrant un détecteur : l'une reposant sur une cavité Fabry-Perot intégrant un détecteur de 550 nm; deux structures multirésonantes l'une fine de 300 nm, l'autre de 1,6  $\mu\text{m}$ , intégrant le détecteur entre un réseau supérieur et un miroir arrière. La structure Fabry-Perot (C2032-FP) a pu être caractérisée optiquement comme électro-optiquement aux côtés d'un échantillon de référence (C2000-REF) proposant le même détecteur sans cavité résonante. Les mesures optiques ont permis de montrer l'apparition de la résonance. Les caractérisations électro-optiques ont révélé une évolution du courant d'obscurité avec la température avantageuse comparée à la littérature ainsi qu'un gain d'au moins un facteur deux en rendement quantique externe par rapport à la structure de référence. Ceci est cohérent avec la valeur trouvée dans la littérature pour une structure de ce type résonant à 10  $\mu\text{m}$  (facteur 2,7). Les deux structures multirésonantes ont été caractérisées optiquement. Ces mesures ont mis en évidence que la dépendance de la gravure à la direction cristalline ainsi que la présence résiduelle d'un fond de gravure pouvaient fortement influencer le spectre d'absorption final des structures. Elles ont cependant prouvé que l'utilisation de telles structures peut mener à la réalisation de structure à large bande d'absorption, polarisante ou non. Enfin une étude théorique a été menée afin d'évaluer la faisabilité de structures accordables, intégrant des puits quantiques en plus du détecteur et reposant sur l'effet Stark. Ces efforts de simulation nous ont permis de proposer deux structures, l'une reposant sur une résonance de mode guidé, l'autre plasmonique, qui pourraient permettre un accord spectral électrique du détecteur.