



HAL
open science

Détecteur infrarouge hétérodyne à cascade quantique

Grégory Quinchar

► **To cite this version:**

Grégory Quinchar. Détecteur infrarouge hétérodyne à cascade quantique. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Lille, 2021. Français. NNT : 2021LILUN002 . tel-03593409

HAL Id: tel-03593409

<https://theses.hal.science/tel-03593409>

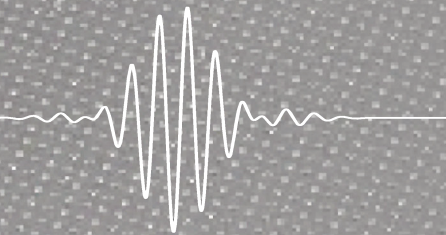
Submitted on 2 Mar 2022

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.

GRÉGORY QUINCHARD
THÈSE DE DOCTORAT

DÉTECTEUR INFRAROUGE HÉTÉRODYNE À CASCADE QUANTIQUE



**POUR L'OBTENTION DU GRADE DE
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE**

Spécialité : PHYSIQUE



Université
de Lille



THALES



ÉCOLE DOCTORALE SPI
SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR
UNIVERSITÉ DE LILLE

Détecteur infrarouge hétérodyne à cascade quantique

T H È S E

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

de l'Université de Lille

Spécialité : PHYSIQUE

Présentée et soutenue par

Grégory QUINCHARD

Soutenue publiquement le 8 Septembre 2021

Jury

Président du jury :	Dr. Jean-Pierre VILCOT	-	IEMN
Rapporteurs :	Pr. Philippe CHRISTOL	-	IES
	Dr. Maria TCHERNYCHEVA	-	C2N
Directeurs de thèse :	Dr. Stefano BARBIERI	-	IEMN
	Dr. Jean-François LAMPIN	-	IEMN
Encadrant industriel :	Dr. Jean-Luc REVERCHON	-	III-VLab
Examinatrices :	Dr. Juliette MANGENEY	-	ENS
	Pr. Virginie ZENINARI	-	GSMA
Invités :	Dr. Rose-Marie SAUVAGE	-	DGA
	Dr. Alexandre DELGA		

Remerciements

La plus grande réussite dans ce travail de thèse se cache sans aucun doute dans l'abondance et la qualité des personnes qui y ont contribué. C'est très fier d'être si bien entouré que j'aimerais ici leur rendre hommage.

Tout d'abord merci aux membres du Jury. Le Président, Jean-Pierre Vilcot et les Rapporteurs, Maria Tchernycheva et Philippe Christol, merci à vous d'avoir pris le temps d'examiner ce travail. Merci également à mes directeurs de thèse Stefano Barbieri et Jean-François Lampin. Merci pour tous ces échanges et cette bienveillance à mon égard durant ces 3 ans. Merci à Juliette Mangeney, ma première guide dans le monde des rayonnements invisibles ainsi qu'à Virginie Zeninari pour avoir accepté d'examiner ce travail de thèse. Je remercie également Rose-Marie Sauvage pour son suivi, ses encouragements et cette faculté à remettre ces travaux dans leur contexte

Un très grand merci à Alexandre Delga. La confiance et le courage sont des valeurs que je porte en haute estime. Merci pour cette main tendue et pour avoir assumé tour à tour le rôle de guide, associé, garde-fou et parfois même psychologue... Jean-Luc, je ne serais pas peu fier si un jour j'arrive au quart de ta bienveillance et de ta culture. Merci pour cette porte ostensiblement laissée ouverte les soirs de doute. Tu es un phare infatigable pour beaucoup de jeunes chercheurs. Merci au reste de mon équipe d'accueil. Virginie, je me demande encore de quoi était fait le monde du transport inter-sous bande avant METIS. Mathurin et Thomas, merci pour votre énorme contribution directe et indirecte, ces discussions qui chamboulent les a priori et ce travail d'équipe sans faille. Les QCD ont encore de beaux jours devant eux grâce à vous. Je remercie aussi Axel pour m'avoir fourni autant d'épitaxies pour développer cette techno. Je n'oublierai pas que la Recherche c'est aussi beaucoup d'échecs et de plaques cassées. Merci aussi aux jeunes-anciens du groupe, Rached, Alexandre et Raouia, bonne route à vous et merci à notre doyen Borge Vinter pour ces discussions passionnantes.

Rien ne serait être plus absurde qu'un grimpeur sans magnésie ou qu'un vélo sans roue à part peut-être une techno brevetable sans Colin. Si tous les fruits de cette thèse ne tiennent qu'à quelques fils, ce sont bien évidemment les tiens. Le résultat est beau mais la manière l'a été encore plus. Merci infiniment.

Qui dit techno dit aussi métallurgiste. Merci Jorge d'avoir assuré dans ce domaine, du premier au dernier jour. Plus discret que tu n'en as l'air, tu fais indéniablement partie des Indispensables. Ces résultats sont aussi les tiens. *O mesmo compromisso, o mesmo estacionamento, voltaremos a encontrar-nos!*

C'est dans l'adversité qu'on reconnaît ses amis. Et pour cela quoi de mieux qu'une plaque brisée ou qu'une gravure ratée? J'aimerais adresser un grand merci à

toutes les blouses bleues qui ont su me remettre dans le droit chemin : Philippe le souffleur de tuyau et source d'optimisme, Bouzid et la techno à 4 mains, merci de tenir la baraque en plus de tout ce que tu fais déjà. Merci à tous les autres pour vos conseils de près ou de loin : Jean-François, Alexandre Garreau, Nico, Muriel, Antoine, Claire, Cosimo. Merci aussi à l'e-beam pour m'avoir ramené au stade d'émerveillement d'un enfant de 4 ans et pour ne pas être tombé si souvent en panne. Merci à Cécile, Étienne, Vincent et Pierre du club piscine pour cet alibi de premier choix à la cantine. Isabelle, je t'ai peu sollicité mais ce n'est pas faute d'avoir essayé de me blesser en "textotant" dans les escaliers. Merci de prendre soin de nous en toute circonstance et de ta présence apaisante. Je remercie également tous mes compagnons de fortune : Florian, Claire, Sébastien, Ines, Romain, Pierre et les anciens Stefano, Agnès, Maria et Guillaume.

Je ne peux oublier toutes les personnes qui m'ont apporté leur soutien durant ces trois ans. Maryline et Pascale, merci d'avoir lutté contre ma phobie administrative et Olivier pour les discussions guitaristiques entre deux pertes de mot de passe.

Merci à Alexandre Larrue, Michel Garcia ainsi qu'à Bruno Gérard, les sentinelles de la plateforme. *À vaincre sans péril on triomphe sans gloire...*

Merci à Philippe Bois pour m'avoir ouvert les portes du III-VLab, et à Pascale Nouchi pour cette bienveillance à l'égard des doctorants.

Je remercie Michael de l'IEMN pour tout le travail fourni dans ce projet. Merci pour tout ce que tu m'as appris, ta patience et ton flegme légendaire. Merci également à Sylvie la dompteuse de VNA. Même pas une pointe de cassée.

Merci à tous mes Amis Famille d'avoir accepté tant de sacrifices : Brice, Clément, Jérôme, Jojo, Lara, Las divinas (*jGracias por el veneno de tarántula!*), Doumé, Dr Cohen, Momo, Pédre, Quentin, Stéfou, Thomas, Chef, Yannis, leurs gentils parents, les Fils et les Autres.

Alleyn, le transport inter-sousbande t'est reconnaissant. Merci pour la clé dynamométrique, merci d'avoir toujours été là. L'avenir est à nous désormais. Merci à toi et à Fernando pour vos relectures.

Merci aux mexicains et aux cubains, à tous mes anciens professeurs de l'IMEP qui m'ont appris tant de choses, et à tous les enseignants que j'ai pu croiser qui, en plus du travail formidable qu'ils accomplissent, ont supporté mes excès de confiance...

Enfin, merci à ma famille, mes frères et leur jolie famille, Papa et Maman que j'aime, mes grands-parents et les whippets bien sûr.

Merci Aline d'être à mes côtés.

Avant propos

La gamme spectrale du moyen infrarouge (MIR : 3-12 μm) s'ouvre aujourd'hui à de nouvelles possibilités d'applications grâce à la maturité des lasers à cascade quantique : communications espace libre, spectroscopie, LIDAR... Or, il n'existe aujourd'hui pas de détecteur rapide fonctionnant à température ambiante dans cette gamme spectrale : tel est l'objectif de ce travail de thèse qui s'appuie sur la technologie des détecteurs à multipuits quantiques, technologie fonctionnant aujourd'hui à des températures cryogéniques pour des raisons thermodynamiques.

Pour contourner cette limitation fondamentale, ce travail s'appuie entre autres sur les récents progrès dans le domaine des antennes optiques, qui permettent de redéfinir radicalement l'architecture de détection. Les réalisations dans le MIR restent encore largement à défricher, comparées aux longueurs d'onde visibles.

L'ambition de cette thèse est de démontrer la pertinence de la technologie des détecteurs à cascade quantique intégrée aux architectures d'antennes optiques et de tenter de dégager les principaux leviers d'optimisation et les compromis quant aux performances du senseur optique aussi bien en termes de conception que de fabrication. Le manuscrit est organisé de la manière suivante :

Dans le premier Chapitre, après une introduction générale du contexte, les principales technologies de détections infrarouges sont présentées. L'accent est porté sur la technologie à puits quantiques, utilisée tout au long de ce travail.

Le Chapitre 2 présente une étude des systèmes de couplage optique utilisés dans les technologies de détection inter-sou bande pour palier aux faibles rendements d'absorption soulevés au Chapitre 1. L'absorption optique expérimentale d'un système en géométrie patch, solution retenue dans ces travaux, est étudiée. La description électromagnétique des systèmes en cavité planaire MIM puis des géométries patch menée dans ce chapitre conduit à la modélisation de l'absorption totale du système selon différents canaux de dissipations via la théorie des modes couplés. La question de l'optimisation de l'absorption est abordée en fin de chapitre.

Dans le Chapitre 3, les performances DC (courant d'obscurité, réponse et rendement quantique) sont présentées ainsi que le processus de fabrication développé durant cette thèse. Ces résultats expérimentaux, en accord avec les modèles présentés aux Chapitre 1 et 2, permettent de placer les performances du détecteur à l'état de l'art pour la filière des détecteurs à cascade quantique.

Enfin, le Chapitre 4 étudie les performances du système dans un schéma de détection hétérodyne. Une caractérisation expérimentale accompagnée d'un modèle analytique sont présentés. Une bande passante de 30 GHz à température ambiante est démontrée.

Table des matières

1	Détection infrarouge	3
1.1	Domaine infrarouge	3
1.1.1	Détection IR	4
1.1.2	QWIP	7
1.1.3	QCD	9
1.1.4	Boîtes quantiques	9
1.1.5	Applications	10
1.1.6	Figures de mérite	13
1.2	Mécanique quantique des détecteurs ISB	14
1.2.1	États électroniques dans un puits	14
1.2.2	Absorption optique	17
1.2.3	Vision du transport	18
1.3	Bilan	23
2	Couplage optique	25
2.1	Introduction	25
2.1.1	Géométries de couplage	25
2.1.2	Nanophotonique	28
2.1.3	Plasmons de surface	29
2.2	Étude de la cavité planaire	31
2.2.1	Mesure des indices	33
2.2.2	Indice effectif	43
2.3	Étude de la géométrie patch	46
2.3.1	Résonateur en Théorie des Modes Couplés	48
2.3.2	Mesures de réflexion	54
2.3.3	Comparaison avec la cavité planaire	56
2.4	Optimisation de l'absorption	60
2.5	Bilan	61
3	Fabrication et performances DC	65
3.1	Introduction	65
3.1.1	Rendement quantique interne	65
3.1.2	Rendement quantique externe	67
3.2	Fabrication	69
3.2.1	Collage	69
3.2.2	Gravure des surfaces supports	71
3.2.3	Gravure des patches	72
3.2.4	Dépôt des fils	73
3.3	Performances expérimentales	75
3.3.1	Courant d'obscurité	75

3.3.2	Réponse	77
3.3.3	Rapport signal à bruit	85
3.4	Bilan	88
4	Détection cohérente	91
4.1	Introduction	91
4.1.1	Principe et présentation historique	91
4.1.2	Avantages pour la détection et applications	93
4.1.3	Théorie du régime hétérodyne	95
4.2	Caractérisation expérimentale	98
4.2.1	Schéma du montage	98
4.2.2	Calibration expérimentale	99
4.2.3	Échantillon	100
4.3	Analyse et discussion	110
4.4	Bilan	119
5	Conclusion et perspectives	121
	Annexes	125
A	Élargissement des transitions en matrice densité	127
B	Fiche de croissance QCD27	132
C	Coefficient S11	133
	Bibliographie	135

Détection infrarouge

1.1 Domaine infrarouge

Le rayonnement infrarouge est une portion du spectre électromagnétique, située en deçà de la lumière visible et du seuil de perception de l'œil humain. Malgré cette "cécité", ce rayonnement est omniprésent car émis par de très nombreux objets, sur Terre comme dans l'Univers, de manière spontanée sous forme de rayonnement thermique, ou stimulée dans de multiples applications technologiques. La première preuve expérimentale de son existence est attribuée à Sir Frederick William Herschel en 1800 qui, voulant mesurer l'énergie transportée par les différentes couleurs qui composent la lumière du soleil au moyen de thermomètres, constata qu'un échauffement bien plus important se trouvait en dehors de la zone du visible [1]. Il en déduisit l'existence d'un rayonnement "chauffant" et invisible au-delà de la lumière rouge.

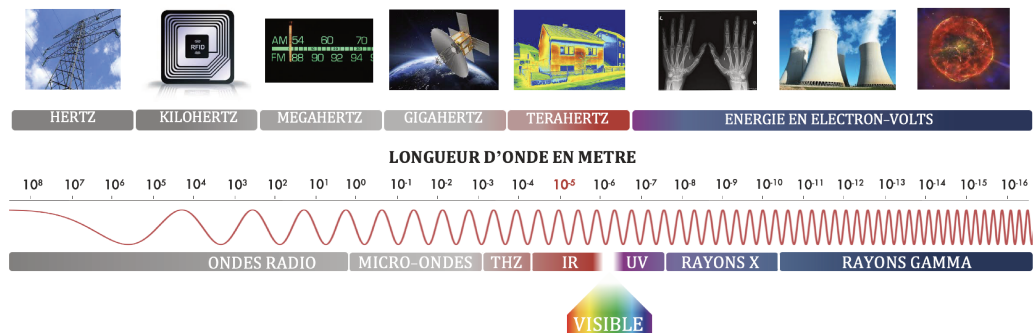


FIGURE 1.1 – Spectre électromagnétique.

Par la suite, les travaux de G. Kirchhoff en 1860 [2] ont tissé le lien entre rayonnement et température au travers du concept de corps noir dont la principale caractéristique est d'absorber toute l'énergie électromagnétique qu'il reçoit. Dans un tel système idéal, les interactions entre la lumière et la matière sont suffisamment efficaces et fréquentes pour que s'instaure un équilibre entre l'énergie sous forme d'agitation thermique dans la matière et sous forme de rayonnement et se caractérise entièrement par sa température. Jusqu'à la fin du XIX^e siècle, les différentes interprétations proposées par J. Stefan [3], W. Wien [4] puis J. Rayleigh et J. Jeans [5] issues de la thermodynamique et du théorème d'équipartition de l'énergie développé par L. Boltzmann, tentèrent en vain de décrire le spectre de rayonnement du corps noir.

La divergence à haute fréquence de ces modèles, baptisée en 1911 "catastrophe ultraviolette" par P. Ehrenfest, fut indirectement résolue par Planck en 1900 [6] qui, ne se souciant guère de cette anomalie car il ne croyait ni à l'atome, ni à l'interprétation statistique de l'entropie de Boltzmann, proposa la quantification des échanges d'énergies et l'introduction de la constante h (de l'allemand *Hilfe*, pour "au secours" [7]). Cette découverte signa la genèse de la physique quantique.

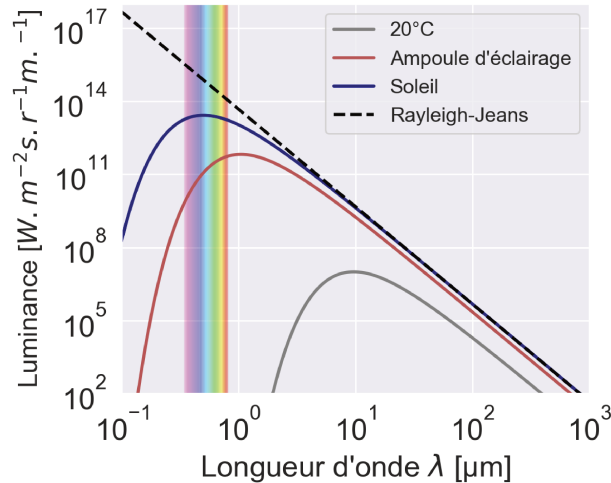


FIGURE 1.2 – Spectre de radiation du corps noir pour différentes températures.

1.1.1 Détection IR

1.1.1.1 De Herschel à la seconde guerre mondiale

À la suite des travaux de Herschel, le XIX^e siècle a vu le développement des premiers détecteurs infrarouges dédiés. Ces systèmes font partie de la catégorie des détecteurs thermiques, dans lesquels la variation de température induit par l'absorption d'un rayonnement provoque un changement détectable des propriétés physiques de l'objet.

Parmi les premiers détecteurs à être développés on trouve les thermopiles. Basées sur l'effet Seebeck [8], ces systèmes sont utilisés pour créer une différence de potentiel entre deux métaux soumis à un gradient de température. Ces détecteurs sont aujourd'hui largement utilisés dans les applications grand public. Ils présentent l'avantage d'être bon marché et utilisables sur une large gamme de températures mais affichent des sensibilités modestes.

Une amélioration de la détection infrarouge est apportée par S. Langley à partir de 1880 avec le développement du bolomètre [9]. Ces dispositifs utilisent la variation rapide de la résistance électrique d'un matériau à proximité d'une transi-

tion de phase. Apprécies notamment en astronomie et physique des particules, les bolomètres sont efficaces pour la détection d'une grande variété de radiations [10]. En régime cryogénique, cette technologie démontre une grande sensibilité pouvant atteindre le photon unique dans le cas des HEB (*Hot Electron Bolometers*) utilisant des jonctions Josephson à base de graphène [11].

Parmi les technologies de détecteurs thermiques les plus répandues on trouve également les systèmes pyroélectriques, basés sur la polarisation spontanée de matériaux. La variation de la position des atomes dans un réseau cristallin en fonction de la température permet la conversion d'un rayonnement en tension ou en courant.

D'autres systèmes de détection thermiques existent comme les cellules de Golay et partagent les mêmes avantages. Ces détecteurs bénéficient généralement de faibles coûts de fabrication, d'une utilisation à température ambiante et d'une réponse plate sur une large gamme de longueurs d'onde. En revanche, les processus de relaxations thermiques sous-jacents à leur fonctionnement présentent des temps caractéristiques allant de la microseconde à la milliseconde. [12–14] et constituent l'une des principales limitations de ces systèmes.

1.1.1.2 Deuxième partie du XX^e siècle

La deuxième grande famille de transducteurs infrarouges décrit les détecteurs "quantiques". Ces systèmes sont basés sur le couplage des particules médiatrices de l'interaction électromagnétique, les photons, avec la matière, via la photogénération de porteurs dans un cristal semiconducteur. Contrairement aux détecteurs thermiques, ce sont des dispositifs pertinents pour les applications rapides mais souffrent d'une limitation thermodynamique qui impose une énergie d'activation thermique $k_B T$ négligeable devant l'énergie des photons à détecter, ce qui se traduit par des températures de fonctionnement cryogéniques.

Avec l'émergence à partir des années 70 dans les laboratoires d'IBM et Bell Labs des techniques de croissances cristallines comme l'épitanie par jet moléculaire *Molecular Beam Epitaxy* (MBE) [15] ou de l'épitanie en phase vapeur *Metalorganic Vapour-Phase Epitaxy* (MOVPE), de nombreux concepts à basse dimensionnalité comme les puits, les fils ou les boîtes quantiques trouvèrent une concrétisation expérimentale. L'étude de ces systèmes quantiques, notamment proposés par Kromer dès les années 50 [16] puis Esaki [17, 18] a accompagné la compréhension de concepts fondamentaux de mini-bande, de super-réseau ou d'oscillations de Bloch mais a également attiré l'attention des industriels du semiconducteur quant au développement de nouveaux dispositifs de détection. En contrôlant la croissance de cristaux semiconducteurs avec une précision de l'ordre de la mono-couche atomique, la réalisation d'hétérostructures a permis l'étude de l'effet du confinement sur les porteurs de charge.

Ces avancées ont favorisé le développement des diodes interbandes (IB). Ces systèmes tirent profit de transitions de porteurs entre les bandes de valence et de conduction lors de l'absorption de photons. Majoritairement représentés par les filières InSb, InGaAs et HgCdTe¹, ces composants sont tributaires de l'énergie de la bande interdite, appelée gap (E_g), dont la valeur peut être ajustée en fonction de la composition de l'alliage utilisé, comme décrit sur la Figure 1.3.

Le super-réseau de type II (T2SL) se présente comme une alternative intéressante au MCT. Il se distingue par un coût de fabrication réduit et une génération de courant d'obscurité limitée en raison d'une recombinaison par effet Auger 5 à 20 fois plus faible que dans les MCT [19]. L'absorption se fait entre mini-bandes résultant du couplage d'un grand nombre de puits quantiques et permet une accordabilité de 1 à 15 μm [20]. Le défi pour cette filière est d'améliorer le temps de vie des porteurs, limitées par le mécanisme de recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) [21, 22].

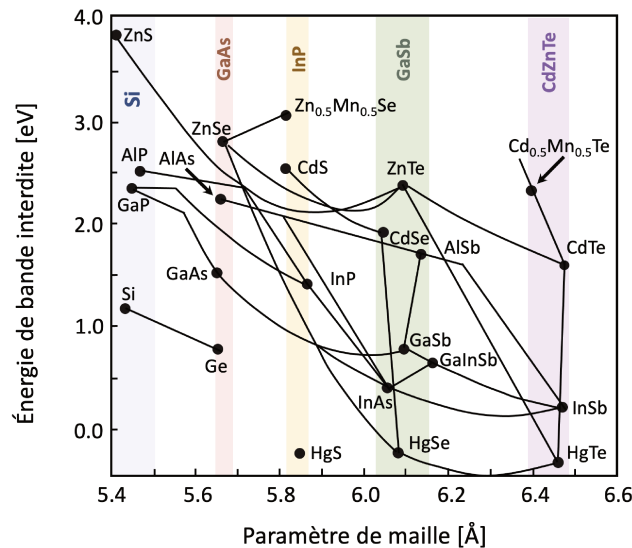


FIGURE 1.3 – Énergie de gap en fonction du paramètre de maille pour différents alliages. Chaque point représente un alliage binaire et les lignes un alliage ternaire dont la composition évolue continument entre deux points. Chaque zone colorée correspond aux zones d'utilisation du substrat. Schéma tiré de [23].

D'autres composants, appelés détecteurs inter-sousbandes (ISB) exploitent des transitions de porteurs entre des états confinés au sein d'une bande d'énergie. La comparaison avec les structures IB est présentée sur la Figure 1.4 a). Fabriqués à partir d'empilements de semiconducteurs qui diffèrent par leur énergie de gap, les structures ISB permettent de piéger des porteurs dans des puits de potentiel appelés puits quantiques. L'effet du confinement dans la direction de croissance du

1. Mercury Cadmium Telluride (MCT)

cristal (notée z) induit une discrétisation de l'énergie des porteurs sur des états de sous-bande. Le contrôle de l'écart en énergie de ces états via l'épaisseur du puits offre la possibilité de s'affranchir des limitations imposées par l'énergie de gap et propose une grande versatilité des états d'énergies "sub-gap" accessibles.

Ces détecteurs sont unipolaires : seuls les électrons dans la bande de conduction sont impliqués. Ce fonctionnement permet de s'affranchir des sources de recombinaisons, comme le processus SRH, puisque l'énergie inter-sousbande (E_{ISB}) est négligeable devant l'énergie d'activation des pièges ($\sim E_g/2$). Du point de vue de la fabrication, ces structures sont auto-passivées, contrairement aux diodes inter-bandes très sensibles aux effets de surfaces et à la recombinaison SRH. Pour les détecteurs ISB, la relaxation des porteurs se fait par l'émission de phonons LO, extrêmement efficace entre les sous-bandes avec des temps caractéristiques de l'ordre de la pico-seconde [24]. Dans une diode IB, on cherche à maximiser le temps de vie des porteurs afin de les extraire avant qu'ils n'aient eu le temps de se recombiner. Cette faiblesse devient une force dans les détecteurs ISB où les processus de diffusion sont responsables du transport (et la principale source du courant d'obscurité). Contrairement aux détecteurs IB, l'absorption ISB est étroite et résonante (de forme "lorentzienne" ou "quasi-lorentzienne" , voir Annexe A). Limitante en terme de bande spectrale, cette finesse est un atout à grandes longueurs d'onde. Dans un environnement thermiquement très bruité on cherche à obtenir un contraste plutôt qu'un signal absolu.

1.1.2 QWIP

Le détecteur ISB le plus communément rencontré est le *Quantum Well Infrared Detector* (QWIP), démontré pour la première fois en 1987 par B. F. Levine [25]. La structure de bande représentée sur la Figure 1.4b illustre son principe de fonctionnement. Pour une description plus détaillée, le lecteur intéressé pourra consulter [26]. La structure est composée d'une alternance de matériaux puits, dopés n par des impuretés de silicium, et de matériaux barrières². L'absorption d'un photon excite un électron du niveau bas des puits vers l'état haut, en résonance avec le continuum d'états se trouvant au dessus des barrières. Les électrons photo-générés sont accélérés au dessus des barrières par l'application d'un champ électrique sur la structure. Ce photo-courant vient se sur-imposer à un courant d'obscurité, lié à l'excitation thermique de porteurs à haute température ($k_B T \sim E_{ISB}$) et au transport tunnel entre les puits à basse température. Dans le modèle proposé par H. C. Liu [27], le transport à travers la structure est décrit au moyen de probabilités de capture p_c et d'émission p_{em} d'électrons par un puits. Le gain photoconductif peut s'écrire :

$$g_{photo} = \frac{p_{em}}{N_p p_c} \quad (1.1)$$

2. Plusieurs filières de matériaux coexistent. Parmi les plus répandues : AlGaAs/GaAs, AlInAs/InGaAs et InSb/InAsSb.

avec N_p le nombre de puits de la structure. Lorsque le niveau haut est résonnant ou quasi-résonnant avec le continuum, la probabilité pour un photo-électron de se désexciter dans le même puits est négligeable devant la probabilité d'être accéléré dans le continuum d'états et $p_{em} \sim 1$.

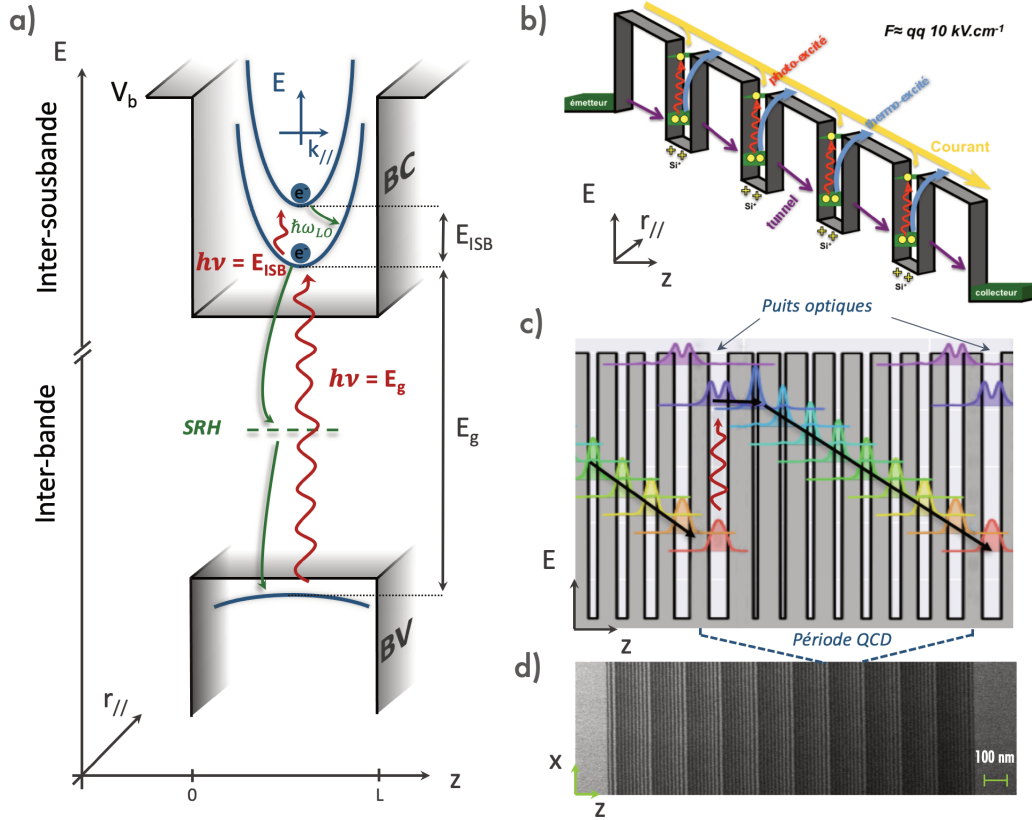


FIGURE 1.4 – a) Représentation hybride dans l'espace $(E, z, k_{//})$ des niveaux d'énergies dans la bande de valence (BV) et la bande de conduction (BC). Les différents processus de photo-absorption (en rouge) et de relaxation (en vert) impliqués dans les technologies IB et ISB sont comparés. b) Structure de bande d'un QWIP. c) Structure de bande d'un QCD. d) Image par microscopie électronique par transmission (TEM) d'une structure QCD à 10 périodes. Images tirées de [28].

Avec comme principal canal de recapture des porteurs l'émission de phonons LO [29], la nécessité d'un fonctionnement à température cryogénique apparaît sur le gain d'un QWIP au travers de p_c . L'un des principaux challenges des modèles prédictifs et de concilier la nature 2D des électrons se trouvant dans les puits avec une description 3D des électrons en transit au dessus des barrières pour établir un modèle de p_c . L'uniformité de fabrication issue de la maturité de la filière GaAs a contribué à la diffusion du QWIP dans le domaine de l'imagerie infrarouge, dont il partage le marché avec le MCT, proposant des définitions commercialisées de 1024x1024 pixels et jusqu'à 4K pour le MCT [22].

1.1.3 QCD

Un deuxième système de détection ISB, au cœur de ce travail de thèse, est le détecteur à cascade quantique, *Quantum Cascade Detector* (QCD). Né au début des années 2000 [30, 31] de la fusion de concepts empruntés aux lasers à cascade quantique *Quantum Cascade Laser* (QCL) et aux QWIP, le QCD présente un régime de fonctionnement photovoltaïque : la dissymétrie de la structure de bande permet le transport électronique à tension nulle. Les photo-porteurs générés sont transportés de période en période via l'émission de phonons LO. Contrairement aux QWIP, la modélisation du transport peut se faire grâce à des modèles intégralement 2D [32, 33] hérités du développement des QCL. Les QCD présentent des réponses plus faibles que les QWIP avec un gain en $1/N_p$ mais ces deux technologies affichent des sensibilités (rapport signal à bruit) comparables en raison du bruit d'obscurité limité par le bruit de grenaille du courant dans le cas d'un QWIP [26] et proche de la valeur du bruit Johnson-Nyquist pour le QCD [34].

1.1.4 Boîtes quantiques

Le détecteur QDIP (Quantum Dot Infrared Photodetector) suscite un intérêt grandissant pour la détection infrarouge [35–37]. Cet engouement est stimulé par 3 intérêts majeurs inhérents à la réduction de dimensionnalité :

- Contrairement aux QCD et aux QWIP, l'absorption d'un rayonnement en incidence normale à la surface du détecteur est possible.
- L'activation du courant d'obscurité par les phonons LO est interdite à moins que l'écart entre les niveaux d'énergie discrets soit exactement égal à celui du phonon. Par conséquent, la génération thermique de porteurs est réduite et le temps de vie est considérablement augmenté. On s'attend donc à un rapport signal à bruit supérieur aux détecteurs ISB.
- Enfin, l'énergie d'activation du courant d'obscurité est toujours égale à l'énergie de transition optique, contrairement aux QWIP et aux QCD dans lesquels l'activation du courant d'obscurité est toujours inférieure et égale à la différence entre le niveau de Fermi et l'état haut des puits actifs. Cet effet permet d'envisager des températures de fonctionnement supérieures aux QWIP/QCD.

Le challenge pour la filière QDIP est d'ordre technologique. Pour la principale technique d'auto-assemblage de boîtes par croissance épitaxiale Stranski-Krastanow [38], l'homogénéité des formes, des tailles et la densité des boîtes sont les principaux critères qui limitent encore le développement des QDIP. Actuellement, les efforts se tournent vers de nouvelles techniques de croissance de boîtes quantiques colloïdales *Colloidal Quantum Dot* (CQD) de matériaux II-VI. Cet engouement est porté par le faible coût de fabrication et la possibilité de fonctionnaliser un circuit de lecture directement par *spin coating*, mais le challenge majeur reste la passivation et la génération de bruit de ces systèmes [39, 40] dans un marché contraint par la réglementation REACH.

1.1.5 Applications

La spectroscopie

Les senseurs chimiquement sélectifs constituent un secteur majeur en terme d'applications et de marché, couvrant des besoins allant du contrôle de procédés industriels, à la détection de menaces chimiques, le contrôle de la qualité de l'air ou le diagnostic médical (Figure 1.5).

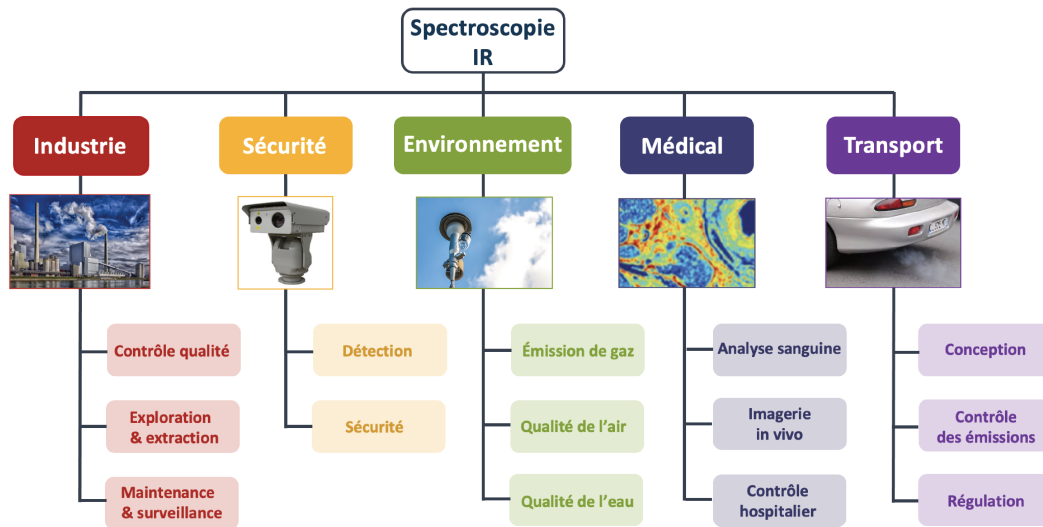


FIGURE 1.5 – Domaines d'application de la spectroscopie infrarouge. Source : www.mirphab.eu

La gamme 3-14 μm constitue une fenêtre extrêmement riche pour la spectroscopie avec la présence de nombreuses raies d'absorption de composés organiques (Figure 1.6). Ces applications sont essentiellement couvertes par les détecteurs thermiques et MCT, appréciés pour leur large bande et réponse plate.

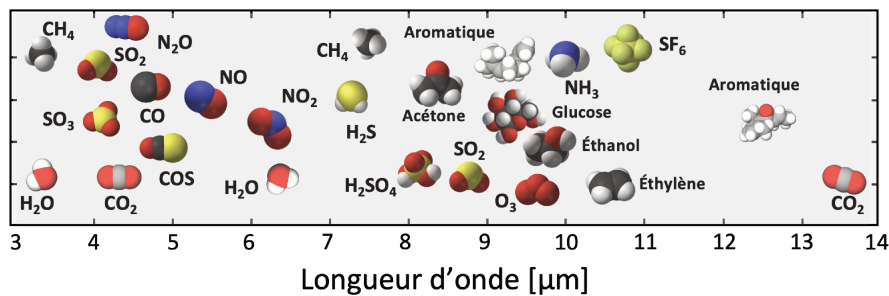


FIGURE 1.6 – Spectre d'absorption infrarouge pour différentes molécules. Source : www.daylightsolutions.com

La thermographie

Initialement consacrée aux usages militaires pour la vision nocturne ou le guidage de missile, la thermographie s'est aujourd'hui démocratisée dans de nombreux domaines au même titre que la spectroscopie. La thermographie (Figure 1.7) constitue une source de diagnostics non invasifs pertinente dans les secteurs de l'industrie, le génie civil, l'agriculture ou encore la médecine. Les différentes technologies se partagent le marché en fonction du coût et de l'exigence sur les performances attendues [22].

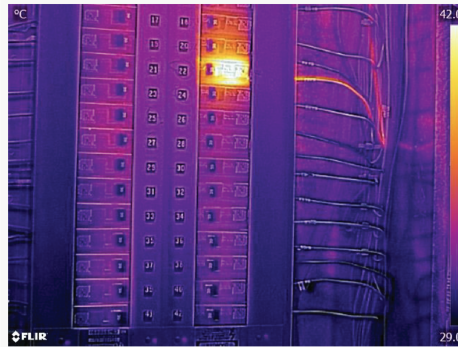


FIGURE 1.7 – Image IR pour le diagnostic électrique. Source : www.flir.quebec

Les télécommunications

Les télécommunications en espace libre *Free Space Optics* (FSO) constituent un domaine d'applications pour l'infrarouge particulièrement intéressant. Avec l'augmentation massive des échanges de données (internet, objets connectés, réseau mobile) c'est l'ensemble de la chaîne de distribution qui est sollicité : communication entre antennes, sol-satellite et satellite-satellite.

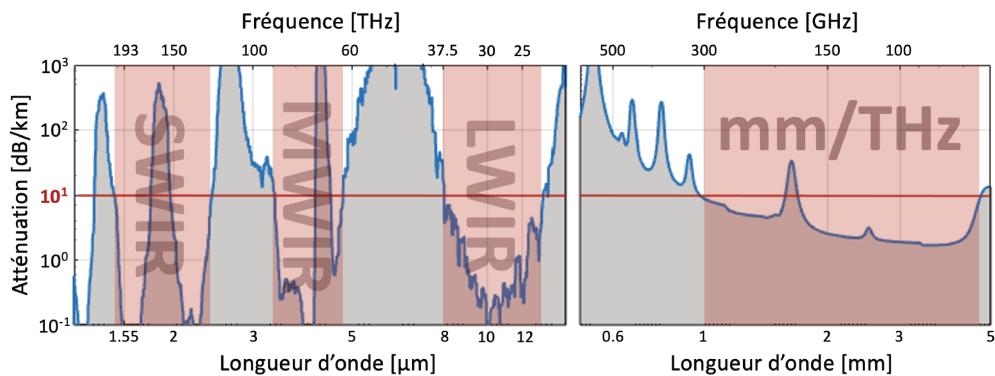


FIGURE 1.8 – Atténuation en espace libre (au niveau de la mer) en fonction de la longueur d'onde.

L'atténuation kilométrique [dB/km] présentée sur la Figure 1.8 traduit l'absorption d'une onde électromagnétique lors de sa propagation dans l'air ambiant en fonction de la longueur d'onde. Quatre fenêtres de transmission se dégagent, caractérisées par une atténuation inférieure à 10 dB/km : le *Short Wave IR* (SWIR) de 1.5 à 2.2 μm , le *Medium Wave IR* (MWIR) de 3.5 à 5 μm , le *Long Wave IR* (LWIR) de 8 à 12 μm et les ondes millimétriques de 1 à 5 mm. Dans le domaine des fréquences optiques, le SWIR est largement prédominant et bénéficie de la maturité des composants sur étagère pour les communications fibrées à 1.55 μm (EDFA, SOA, ILM, MOPA...) et de schémas de modulation cohérents (PSK, QAM) [41, 42]. L'agilité d'un réseau sans fils par rapport aux infrastructures fibrées est cependant à nuancer avec les inconvénients inhérents aux turbulences atmosphériques. Ces turbulences (variation de température, pression, humidité ...) se traduisent par une fluctuation de l'indice optique qui, selon les cas, entraînent les effets délétères suivants [43] :

- une fluctuation comparable ou inférieure à la longueur d'onde transmise se manifeste par un phénomène de scintillement et d'élargissement du faisceau.
- Si la taille de la fluctuation est grande devant la longueur d'onde, c'est tout le faisceau qui peut être dévié.

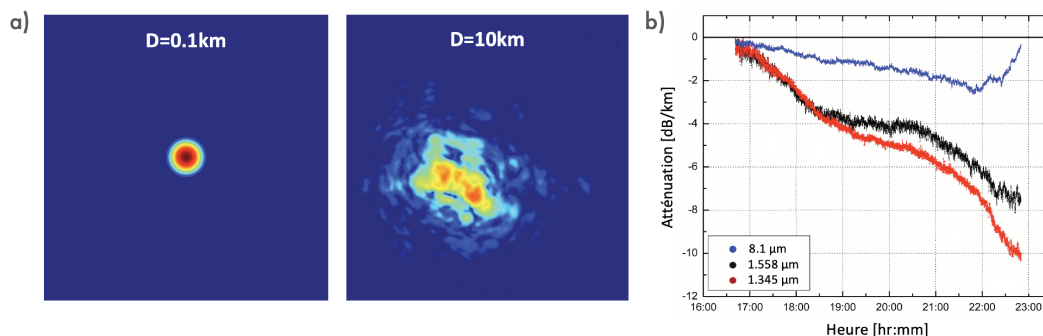


FIGURE 1.9 – a) Effet de déviation et d'étalement d'un lien FSO à 1.55 μm après une propagation de 10 km en espace libre. b) Atténuation kilométrique SWIR Vs LWIR. La dégradation du signal dans le temps est due à l'installation d'un épisode nuageux avec une courte averse à 22h00. L'augmentation du signal LWIR juste après l'averse est attribué à un phénomène de précipitation des particules les plus grosses par les gouttelettes d'eau. Sources : [44, 45]

La Figure 1.9a est une simulation de l'effet de déplacement et d'élargissement d'un lien à 1.55 μm après 10km de propagation [44]. Des systèmes de correction de phase tels que l'optique adaptative sont souvent utilisés pour rétablir la cohérence du signal, au prix d'une complexification de l'architecture de détection. En première approximation ces effets sont proportionnels à $1/\lambda$ [46]. Cette diminution avec la longueur d'onde motive le développement des composants SWIR au delà de 2 μm [47, 48].

La deuxième source importante de dégradation du signal FSO est la diffusion de Mie par des aérosols de taille comparable à la longueur d'onde. Ce sont essentiellement des poussières inférieures à 1 μm et les gouttelettes d'eau (brume, brouillard, nuage) dont la taille se distribue autour de 4 μm [45]. L'impact de cet effet en fonction de la longueur d'onde et de la couverture nuageuse est illustré sur la Figure 1.9b.

De l'autre côté du spectre électromagnétique on trouve les ondes millimétriques et le domaine du térahertz. La richesse des diagrammes de rayonnement des antennes en font une gamme de fréquences particulièrement agile pour la distribution de données sur les réseaux d'accès (entre le dernier point du réseau et l'utilisateur final), dans les infrastructures Wifi ou 5G et le raccordement de terminaux nomades. En revanche, les composants purement électroniques (multiplicateurs de fréquence, oscillateurs à transistors ou à diodes tunnels) sont limités en fréquence. D'autres technologies telles que les composants optoélectroniques hyperfréquences (UTC-PD) permettent d'atteindre des bandes passantes jusqu'à 300 GHz [49] mais sont limitées par la puissance générée (de l'ordre du mW). Cette gamme de longueurs d'onde est peu sensible aux turbulences atmosphériques. En revanche, la diffusion de Mie augmente rapidement en cas de pluie, avec des rayons de gouttelettes typiquement de quelques mm.

1.1.6 Figures de mérite

Les figures de mérite caractérisent les performances du détecteur. Dans ce travail on s'intéresse aux grandeurs suivantes :

- **Le rendement** : C'est l'efficacité de conversion d'un photon en électron. On distingue :
 - **Le rendement d'absorption** η_{abs} . C'est la probabilité de conversion d'un photon incident en électron dans la zone active du détecteur. Cette grandeur dépend essentiellement de la structure et de la géométrie du système de couplage (réseau de diffraction, résonateur optique...)
 - **Le rendement interne** η_{int} . C'est le rendement de conversion d'un photo-électron en un électron collecté aux bornes du détecteur. C'est le transport, via le dessin de la zone active, qui intervient dans son optimisation.
 - **L'efficacité quantique externe (EQE)** $\eta_{ext} = \eta_{abs}\eta_{int}$. Elle décrit le rendement total de conversion d'un photon incident en un électron utile aux bornes du détecteur.
- **La réponse** η en A/W. Elle est directement liée à l'EQE via l'énergie des photons incidents et la charge e de l'électron : $\eta = \frac{e}{h\nu}\eta_{ext}$
- **Le courant d'obscurité** I_{dark} ou J_{dark} en A ou A/cm². C'est le courant traversant le dispositif en l'absence d'illumination. Il est exponentiellement activé

avec la température et contraint en général la détection à grandes longueurs d'onde aux régimes cryogéniques car le bruit de ce courant limite le rapport signal à bruit.

- **La bande passante** f_{-3dB} en Hz. C'est la fréquence de modulation de la puissance optique incidente pour laquelle la puissance délivrée par le détecteur est divisée par 2. C'est une image du temps de transit des porteurs dans la structure et de la constante RC du système.
- **La densité spectrale de bruit** \mathcal{S}_n en A/\sqrt{Hz} . C'est la principale limitation d'un système de détection, exprimé au travers du rapport signal à bruit (SNR). Le bruit peut être d'origine thermique ou optique.
- **Le Noise Equivalent Power (NEP)** en W/\sqrt{Hz} , défini comme la puissance optique incidente nécessaire pour obtenir un SNR de 1 pour une bande passante en sortie du détecteur de 1 Hz. Le NEP exprime la sensibilité du détecteur.

$$\text{NEP} = \frac{\mathcal{S}_n}{\eta} \quad (1.2)$$

Le NEP est parfois donné par :

$$\text{NEP} = \frac{\mathcal{S}_n \sqrt{\Delta f}}{\eta} \quad (1.3)$$

Dans ce cas l'unité est le W.

- **La détectivité spécifique** $\mathcal{D}^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{\text{NEP}}$ en $\text{cm} \cdot \sqrt{Hz}/W$ ou Jones. C'est l'inverse du NEP multiplié par la racine carrée de la surface A du détecteur et la bande d'intégration Δf . Il est courant de l'exprimer en fonction du ratio réponse sur bruit :

$$\mathcal{D}^* = \frac{\eta \sqrt{A}}{\mathcal{S}_n} \quad (1.4)$$

Cette grandeur permet de comparer des matériaux et des technologies indépendamment du facteur géométrique.

1.2 Mécanique quantique des détecteurs ISB

1.2.1 États électroniques dans un puits

Dans les détecteur ISB, l'ingénierie de la structure de bande permet se s'affranchir de l'énergie de gap en s'appuyant sur des sous-états à l'intérieur d'une bande. Ce degré de liberté se fait au prix d'une contrainte supplémentaire : seule la polarisation de la lumière parallèle à l'axe de croissance z se couple avec les transitions ISB. Pour comprendre cette différence avec les diodes IB, il faut repartir de résultats préliminaires décrivant l'interaction entre la lumière et la matière dans un cristal. Ces résultats sont repris de [50–52].

On se place dans le cadre d'une description en champ moyen. Les électrons interagissent avec un réseau cristallin formé d'ions supposés immobiles (approximation de Born-Oppenheimer). Le potentiel résultant de cette interaction est noté V_c . L'Hamiltonien du problème s'écrit alors :

$$\mathcal{H}_0 = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0} + V_c(\mathbf{r}) \quad (1.5)$$

avec m_0 la masse de l'électron libre. Le théorème de Bloch fournit l'expression des solutions de l'équation de Schrödinger stationnaire sous la forme :

$$\Psi_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}) u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (1.6)$$

avec n l'indice de bande, \mathbf{k} le vecteur d'onde électronique, $u_{n,\mathbf{k}}$ une fonction possédant la périodicité du réseau cristallin et V le volume du cristal. Dans le cas d'une hétérostructure, on considère le potentiel V_{het} décrivant le profil de bande de conduction de l'hétérostructure, illustrée sur la Figure 1.4a et on suppose que ce potentiel varie lentement à l'échelle de la maille du cristal. L'approximation de la fonction enveloppe permet de développer les solutions de l'Hamiltonien complet $\mathcal{H}_0 + V_{het}$ dans la base des fonctions périodiques $u_{n,\mathbf{k}=0}$ au point Γ :

$$\Psi_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_l u_{l,\mathbf{k}=0}(\mathbf{r}) f_n(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \quad (1.7)$$

où la fonction f_n est appelée fonction enveloppe. La prépondérance des états à faible vecteur d'onde \mathbf{k} est utilisée dans cette approximation. Dans la suite, on se restreint à un modèle à une bande ($l = 1$). L'interaction avec la bande de valence est négligée ($E_g \gg E_{ISB}$). On obtient par séparation des variables l'expression de la fonction enveloppe dans la bande d'indice n :

$$f_n(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = \frac{1}{\sqrt{A}} \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_{\parallel}) \phi_n(z) \quad (1.8)$$

Le mouvement des électrons dans le plan de surface A est libre et décrit par des ondes planes. Dans la direction de confinement z , la fonction ϕ_n est solution de l'équation de Schrödinger à une dimension :

$$\mathcal{H}_1 \phi_n(z) = \left[\frac{\mathbf{p}^2}{2m^*} + V_{het}(z) \right] \phi_n(z) = E_n \phi_n(z) \quad (1.9)$$

Sous cette forme la masse effective décrit le potentiel cristallin V_c . L'énergie totale s'écrit comme la somme de l'énergie quantifiée dans la direction z et du mouvement libre dans le plan décrit par une relation parabolique :

$$E_{n,k} = E_n + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} \quad (1.10)$$

Dans l'approximation d'une barrière de potentiel infinie ($V_{het} \rightarrow \infty$ en dehors du puits) et en imposant les conditions limites $\phi_n(0) = \phi_n(L) = 0$, les solutions de l'équation (1.9) se mettent sous la forme :

$$\phi_n^{\infty}(z) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{n\pi z}{L}\right) \quad (1.11)$$

avec pour énergies propres associées :

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* L^2} \quad (1.12)$$

L'écart entre les niveaux est donc proportionnel à $1/L^2$. Cette dépendance autorise un accord continu des énergies de transitions inter-soubandes possibles en détection ISB.

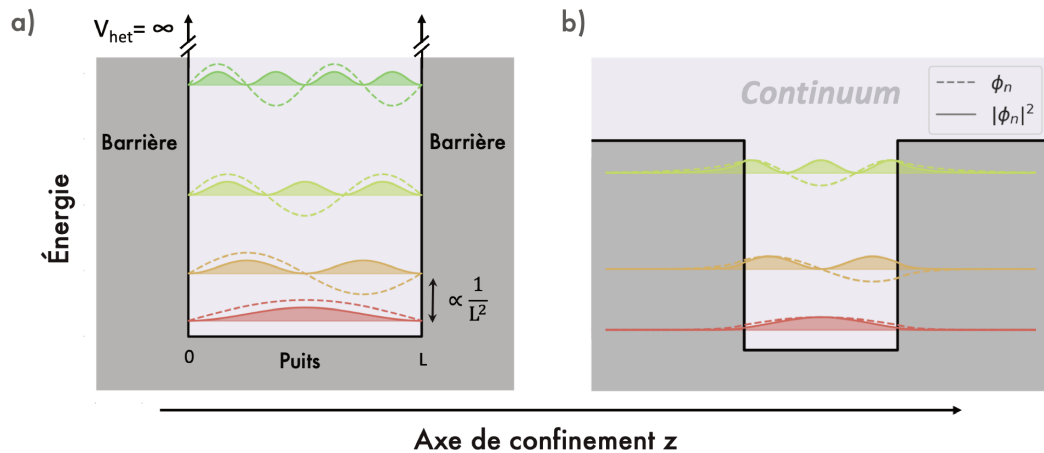


FIGURE 1.10 – Illustration des états : a) dans un puits infini et b) dans un puits fini. Les fonctions d'ondes électroniques sont représentées en traits pointillés et les probabilités de présence des électrons en traits continus.

Dans le cas plus réaliste d'une barrière de potentiel finie (Figure 1.10b), les fonctions d'ondes possèdent une extension au delà du puits. C'est l'effet tunnel, exploité dans les super-réseaux pour coupler des états de puits adjacents créant une mini-bande et dans les QCD pour assurer l'extraction électronique.

1.2.2 Absorption optique

Soit une onde électromagnétique \mathcal{E} de fréquence ω , de vecteur d'onde q , d'amplitude E_0 et polarisée dans la direction ε :

$$\mathcal{E} = E_0 \cos(\omega t - qz) \varepsilon \quad (1.13)$$

Ce champ est caractérisé par son potentiel vecteur \mathbf{A} dans la jauge de Coulomb $\mathcal{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$. En présence de cette onde et dans une approche perturbative au premier ordre, l'Hamiltonien \mathcal{H}_1 devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_2 &= \frac{1}{2m^*} (\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 + V_b \approx \mathcal{H}_1 + \frac{e}{m^*} \mathbf{p} \cdot \mathbf{A} \\ &\approx \mathcal{H}_1 + \frac{eE_0}{m^*\omega} \sin(\omega t) \mathbf{p} \cdot \varepsilon = \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_p \end{aligned} \quad (1.14)$$

Dans cette expression, on utilise l'approximation dipolaire électrique $\sin(\omega t - qz) \approx \sin(\omega t)$ justifiée au regard des grandeurs caractéristiques du problème dans l'infrarouge ($q \ll 1/L$). La probabilité P_{if} de transition d'un électron du niveau $\Psi_{i,\mathbf{k}}$ vers le niveau $\Psi_{j,\mathbf{k}'}$ via l'interaction avec le champ \mathcal{E} s'exprime à partir de la règle d'or de Fermi :

$$\begin{aligned} P_{if} &= \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{eE_0}{2m^*\omega} \right)^2 |\langle \Psi_{i,\mathbf{k}} | \mathbf{p} \cdot \varepsilon | \Psi_{j,\mathbf{k}'} \rangle|^2 \delta(E_{j,\mathbf{k}'} - E_{i,\mathbf{k}} - \hbar\omega) \\ &\quad \times f_{FD}(E_{i,\mathbf{k}}) (1 - f_{FD}(E_{j,\mathbf{k}'})) \end{aligned} \quad (1.15)$$

Les distributions f_{FD} de Fermi-Dirac permettent de tenir compte de l'occupation des états de départ et d'arrivée. La variation lente de la fonction enveloppe à l'échelle de la maille cristalline autorise la réécriture de l'élément de matrice de $\langle \Psi_{i,\mathbf{k}} | \mathbf{p} \cdot \varepsilon | \Psi_{j,\mathbf{k}'} \rangle$ en une somme de deux termes :

$$\langle \Psi_{i,\mathbf{k}} | \mathbf{p} \cdot \varepsilon | \Psi_{j,\mathbf{k}'} \rangle = \langle u_i | \mathbf{p} \cdot \varepsilon | u_j \rangle \langle f_{i,\mathbf{k}} | f_{j,\mathbf{k}'} \rangle + \langle u_i | u_j \rangle \langle f_{i,\mathbf{k}} | \mathbf{p} \cdot \varepsilon | f_{j,\mathbf{k}'} \rangle \quad (1.16)$$

Cette forme fait apparaître les règles de sélection ISB. Dans le cas de l'absorption entre deux niveaux de la même bande, $\langle f_{i,\mathbf{k}} | f_{j,\mathbf{k}'} \rangle = 0$ par parité des fonctions ϕ et l'élément de matrice devient :

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{i,\mathbf{k}} | \mathbf{p} \cdot \varepsilon | \Psi_{j,\mathbf{k}'} \rangle &= \frac{1}{A} \int d^3r \phi_i(z) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}) [p_x \varepsilon_x + p_y \varepsilon_y + p_z \varepsilon_z] \phi_j(z) \exp(i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}_{\parallel}) \\ &= \varepsilon_z \delta(\mathbf{k}'_{\parallel} - \mathbf{k}_{\parallel}) \int \phi_i(z) p_z \phi_j(z) dz \end{aligned} \quad (1.17)$$

Ainsi, l'absorption se fait verticalement à k_{\parallel} constant (la quantité de mouvement du photon est négligeable) entre états de parités différentes et seule la composante z du champ est absorbée par la transition ISB. La composante parallèle au plan des couches accélère les porteurs à l'intérieur de la sousbande. Ce dernier point explique les faibles niveaux de réponse dans les détecteurs ISB. Le Chapitre 2 reviendra sur les stratégies utilisées pour satisfaire ces règles de sélection.

Dans l'hypothèse des sousbandes paraboliques, toutes les transitions se font à la même énergie. La conservation de l'énergie qui apparait dans la règle d'or de Fermi suppose que l'absorption se fait sous la forme d'une distribution de Dirac. En réalité, le temps de vie des porteurs dans l'état excité induit un élargissement de la transition selon le principe d'incertitude d'Heisenberg. Cet élargissement apparaît naturellement dans une description de l'absorption dans le formalisme de la matrice densité [51]. Le calcul de l'élargissement de l'absorption est proposé en Annexe A.

1.2.3 Vision du transport

On s'intéresse au transport électronique dans la bande de conduction d'une structure QCD. L'Hamiltonien du problème est décomposé en deux contributions $\mathcal{H} = \mathcal{H}_{id} + \mathcal{W}$ avec l'Hamiltonien du cristal idéal \mathcal{H}_{id} :

$$\mathcal{H}_{id} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m^*} + e\mathcal{E}_t \mathbf{r} + V_{het} + V_{Poisson} \quad (1.18)$$

et \mathcal{W} , un terme perturbatif contenant tous les processus de diffusion qui seront détaillés par la suite. \mathcal{E}_t décrit l'interaction avec le champ électrique appliqué aux bornes du QCD dans la jauge de Coulomb et $V_{Poisson}$ le potentiel de Poisson induit par la distribution de charges au sein de la structure. Comme précédemment, le problème 3D peut se décomposer en deux contributions. La dynamique bidimensionnelle du gaz d'électrons dans le plan, décrite par des ondes planes $\frac{1}{\sqrt{A}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{\parallel})$ et une dispersion parabolique $E(k_{\parallel}) = \hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2m^*$ qui se déploie sur des niveaux discrets ϕ_n caractérisant des sousbandes dans la direction d'épitaxie. Dans cette vision \mathcal{H}_{id} se réécrit sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{id} &= \mathcal{H}_{id}^{r_{\parallel}} + \mathcal{H}_{id}^z \\ &= \left(\frac{i\hbar \nabla_{r_{\parallel}}}{2m^*(z)} \right)^2 - \frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} + e\mathcal{E}_t z + V_{het}(z) + V_{Poisson}(z) \end{aligned} \quad (1.19)$$

Il est possible de pousser cette dichotomie encore plus loin si on examine les temps caractéristiques entre le transport 2D dans le plan et 1D dans la direction z . En effet les mécanismes intra-sousbandes à l'origine de la décohérence et de la thermalisation des électrons dans la sousbande, principalement la rugosité aux interfaces et

l'interaction électron-électron, sont environ 5 à 10 plus rapides (20 à 200fs [53–55]) que la dynamique inter-sousbande dans la direction z , contrôlée par l'interaction avec les phonons. Ainsi, il est possible de définir une température électronique T_e pour chaque sousbande caractérisant entièrement la statistique électronique selon une distribution de Fermi-Dirac. Les électrons ont le temps de se thermaliser avant d'être transportés vers une autre sousbande. Pour les QCD, cette température est en général égale à la température du réseau cristallin [53].

1.2.3.1 Base des états : Le hopping de Wannier-Stark

La modélisation du transport est abordée dans le cadre du *Rate Equation Model* [28, 56]. Ce modèle s'appuie sur l'hypothèse des sousbandes thermalisées pour décorrélérer la dynamique dans le plan du transport selon z et fournit des solutions de l'équation de Schrödinger qui diagonalisent entièrement \mathcal{H}_{id} dans la base des états délocalisés de Wannier-Stark. Ce modèle développé pour la description de structures QCL [57, 58] profite aujourd'hui à la technologie QCD [32, 59]. Intuitivement, tout se passe comme si les sousbandes étaient assimilées à des réservoirs thermalisés, s'échangeant des électrons via des processus diffusifs inter-sousbandes, traités comme des phénomènes perturbatifs via la règle d'or de Fermi.

La principale interaction responsable du transport inter-sousbande est due aux phonons [60]. Elle correspond à l'excitation de modes de vibration du réseau cristallin. L'échange d'énergie avec le réseau est quantifié en paquets d'énergie $\hbar\omega_{ph}$ assimilés à des quasi-particules. Ces modes de vibration sont thermiquement activés et suivent une statistique de Bose-Einstein [61].

On distingue les phonons acoustiques et optiques selon que le déplacement des atomes entre chaque maille du réseau se fasse en phase ou en opposition de phase. Un mode de phonon est également caractérisé par la direction de son vecteur d'onde par rapport au déplacement atomique. Celui-ci peut se faire dans la direction de propagation du phonon (phonons longitudinaux) ou perpendiculairement (phonons transverses). Pour le jeu de matériaux InGaAs/AlInAs étudié dans ce travail, le principal mécanisme de transport inter-sousbande correspond à l'interaction avec les phonons longitudinaux optiques (LO), dont l'efficacité est maximale lorsque l'écart entre les niveaux correspond à l'énergie du phonon LO dans l'InGaAs de 33 meV [62, 63].

On trouve d'autres mécanismes pouvant être décrits par l'Hamiltonien perturbatif \mathcal{W} . Ce sont principalement la rugosité aux interfaces puits-barrière, le désordre d'alliage ainsi que l'absorption optique. Tous ces mécanismes sont implémentés dans le logiciel METIS développé au sein du laboratoire [64]. Le lecteur intéressé par le calcul des processus peut consulter [60, 65–67] et [68] pour le détail de l'implémentation numérique.

1.2.3.2 Implémentation numérique

Le principe de l'implémentation METIS du transport électronique est présenté sur la Figure 1.11.

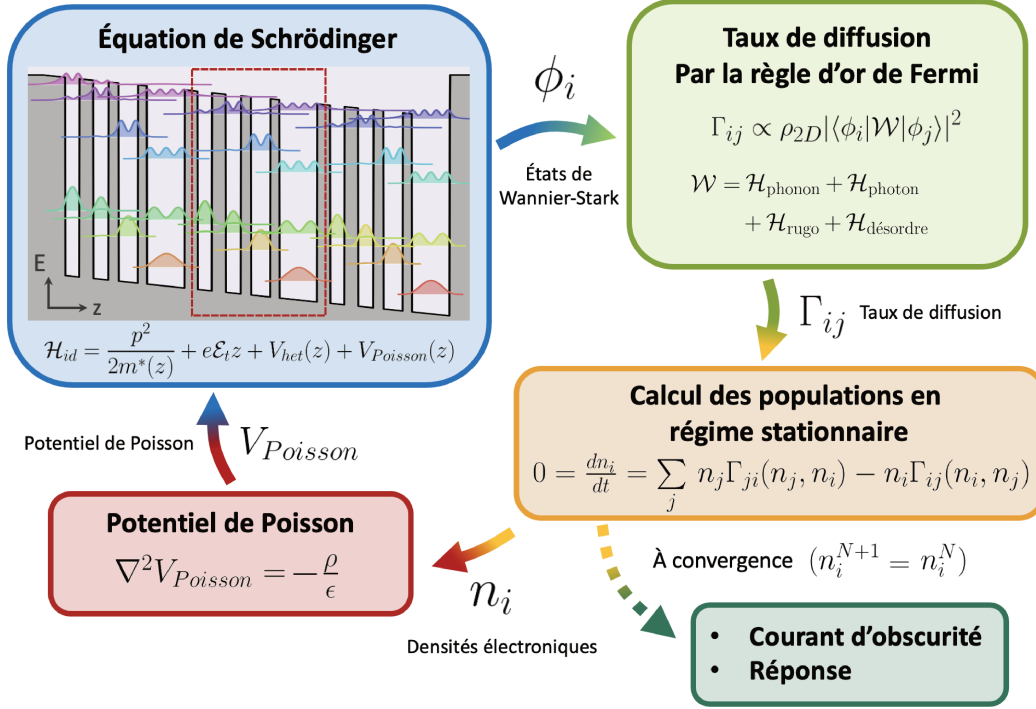


FIGURE 1.11 – Principe de l'algorithme METIS. Schéma extrait de [28]

Son fonctionnement est basé sur l'itération auto-cohérente d'un algorithme en 4 étapes :

- Les fonctions d'onde électroniques ϕ qui diagonalisent \mathcal{H}_{id} sont calculées dans la base de Wannier-Stark. Ces états sont établis pour un champ \mathcal{E}_t supposé homogène sur toute la structure³, le potentiel de l'hétérostructure V_{het} et le potentiel de Poisson $V_{Poisson}$ (absent à la première itération). La masse effective $m_i^*(z)$ est déterminée à partir d'un modèle $\mathbf{k}\mathbf{p}$ prenant en compte les effets de la non parabolicité [69]. La périodicité de la structure permet une simplification du nombre d'états à calculer. Si $\phi(z)$ est une solution d'énergie E_i , alors pour tout entier relatif p , $\phi(z + pL_p)$ est aussi une solution, d'énergie $E_i + pL_p\Delta V$, avec L_p la longueur d'une période et ΔV la chute de potentiel à travers une période. En pratique, 3 périodes suffisent à décrire l'ensemble de la structure. Le calcul de structures à une période reste un problème ouvert pour l'approche mise en œuvre dans ce travail.

3. Cette hypothèse repose sur la nature "série" du transport dans les QCD. Elle est valide en dehors des régimes de résistance différentielle négative (RDN).

- Les taux de diffusion entre les états ϕ_i sont calculés par la règle d'or de Fermi appliquée à l'Hamiltonien perturbatif \mathcal{W} :

$$\Gamma_{ij}(n_i, n_j) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k, k'} |\langle \phi_i | \mathcal{W}_{k, k'} | \phi_j \rangle|^2 \delta(E_{i, k} - E_{j, k'} - \Delta E_{ij}^{kk'}) \times f_{FD}(E_{i, k}, T_e) (1 - f_{FD}(E_{j, k'}, T_e)) \quad (1.20)$$

avec :

$$E_{i, k} = E_i + \frac{\hbar k_{\parallel}}{2m_i^*} = E_i + \varepsilon_{k_{\parallel}} \quad (1.21)$$

et

$$n_i = \frac{m_i^*}{\pi \hbar^2} \int_0^{\infty} f_{FD}(E_{i, k} - \mu_i, T_e) d\varepsilon_{k_{\parallel}} \quad (1.22)$$

$\Delta E_{ij}^{kk'}$ est défini comme l'énergie échangée pendant la diffusion et μ_i le quasi-niveau de Fermi dans la sousbande i . Les mécanismes de diffusion individuels dans l'espace k sont moyennés sur chaque sousbande grâce à l'utilisation de la statistique de Fermi-Dirac à une température électronique $f_{FD}(E_{i, k}, T_e) = \left(1 + \exp\left(-\frac{E_{i, k} - \mu_i}{k_B T_e}\right)\right)^{-1}$. Par les mêmes arguments de symétrie que précédemment et en raison de la diminution rapide du taux de diffusion dans l'espace réel [68], le calcul des taux est limité aux premiers voisins de la période centrale de la structure.

- Les densités électroniques des sousbandes en régime stationnaire sont déterminées à partir des taux de diffusion. On impose la conservation de la charge $\sum_i n_i = n_{tot}$. L'élargissement en énergie des taux de diffusion Γ peut être effectué à posteriori.
- Lors de la première boucle ($N = 1$) ou si les populations entre les itérations N et $N + 1$ sont significativement différentes, le potentiel de Poisson est calculé à partir de la distribution de charges puis réintroduit dans l'Hamiltonien \mathcal{H}_{id} . Les étapes précédentes sont répétées jusqu'à la stabilisation des populations. À convergence, le courant électronique est déterminé en comptant le flux net à travers un plan dans l'espace (E, z) . La nature série du transport implique que tous les plans sont équivalents et peuvent être choisis arbitrairement.

Le modèle décrit précédemment est construit à partir de la vision délocalisée des états de Wannier-Stark. La principale limitation de ce formalisme provient de la délocalisation supposée instantanée des électrons entre deux états résonants en énergie. Cette approximation amène à une sur-évaluation de la diffusion entre états résonants induite par la non prise en compte de l'élargissement intra-sousbandes des états de Wannier-Stark. Pour palier à ce problème, les résultats présentés dans ce travail sont basés sur le modèle proposé dans [60]. Cette vision du transport utilise un formalisme hybride qui met en regard 2 paramètres du système :

- Le couplage tunnel Ω entre les puits quantiques. La vision du transport dans la base des états de Wannier-Stark considère que le temps de cohérence des états est infini. L'évolution des populations est supposée très lente devant le temps de cohérence. Cette vision revient à négliger les termes non diagonaux en matrice densité.
- L'élargissement intra-sousbande Γ des niveaux. Ce terme est supposé nul dans le calcul des fonctions d'onde de Wannier-Stark.

L'approche [28] permet d'articuler deux régimes du transport cohérent et diffusif. Pour un couple de niveaux, lorsque $\Omega \gg \Gamma$, les électrons se délocalisent par effet tunnel entre les niveaux et c'est la contribution intra-sousbande qui est responsable du transport en venant briser cette symétrie. Le formalisme adapté à cette vision du transport est celui des états de Wannier et du tunnel séquentiel. La cohérence entre les états est traitée par la matrice densité et Ω apparaît comme un terme non diagonal de couplage. Cette vision du transport est utilisée entre le niveau haut des puits optiques et le premier niveau résonnant de l'extracteur. Lorsque que ce régime de transport tunnel est négligeable ($\Omega \ll \Gamma$), c'est le régime diffusif dans la base de Wannier-Stark qui est utilisé.

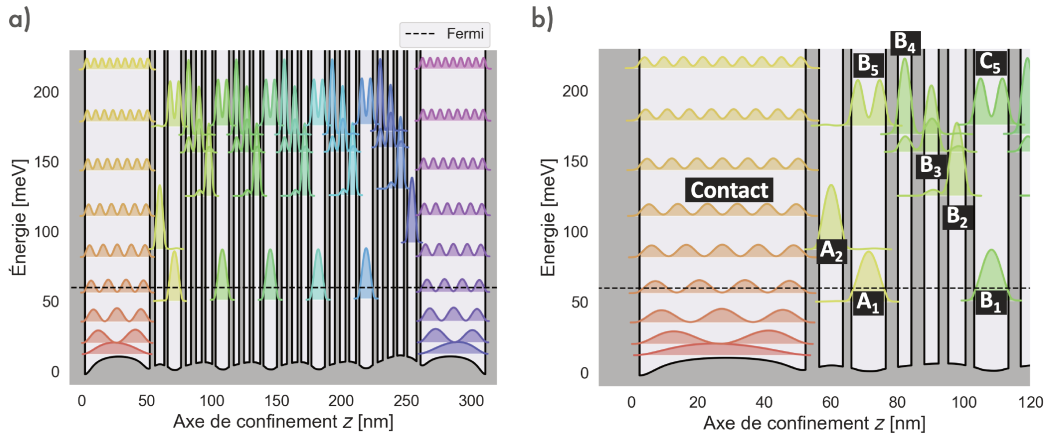


FIGURE 1.12 – a) Structure de bande complète du QCD27 (5 périodes). b) Zoom sur le contact, l'injecteur (A_2) et la première période. Le niveau de Fermi est représenté par une ligne pointillée.

La structure de la bande de conduction pour l'échantillon QCD27 étudié tout au long de ce travail est présentée sur la Figure 1.12. La fiche de croissance correspondante est détaillée en Annexe B. Le système de matériaux utilisé ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ pour les puits et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ pour les barrières) correspond aux alliages en accord de maille sur substrat InP. Ce design est composé de 5 périodes comprenant un puits optique à deux niveaux (A_1 et B_5) et une cascade de trois puits ($B_{4,3,2}$) dont les niveaux sont espacés d'un phonon LO. L'épaisseur des contacts est limitée à

500 Å afin de réduire les pertes par absorption par porteurs libres et un puits injecteur A_2 est placé entre le contact et la première période à un phonon LO (33meV) au-dessus du premier puits actif. Le rôle de l'injecteur est de limiter les transitions parasites entre le contact et la première période. Le potentiel de Poisson se manifeste par une courbure du potentiel au bas de la bande.

Les dopages des puits optiques ($7.10^{11} \text{ cm}^{-2}$ sur 107 Å) et des couches contacts ($3.10^{12} \text{ cm}^{-2}$ sur 500 Å) sont choisis de manière à équilibrer les niveaux de Fermi et à prévenir les transferts de charges des puits vers les contacts tout en assurant un comportement ohmique des couches contacts. Si cette stratégie a effectivement évité le risque de déplétion, elle a cependant conduit à un régime de couplage fort qui sera étudié dans le chapitre suivant.

Lors du dessin de la structure active, les taux de diffusion entre les niveaux hauts des puits actifs (B_5) et les premiers niveaux extracteurs sont décrits dans le formalisme tunnel séquentiel. Le reste du transport électronique est décrit dans le modèle diffusif. La largeur du puits actif est déterminée à partir de la longueur d'onde de détection visée, ici 10.3 µm. Le reste de la structure (puits et barrières) est ajusté afin d'optimiser le transport du photocourant.

1.3 Bilan

La technologie QCD se présente comme une filière intéressante pour la détection moyen-infrarouge. L'ingénierie de bande dont est issu son fonctionnement offre une grande versatilité dans les énergies sous le gap accessibles et permet un fonctionnement photovoltaïque grâce à l'asymétrie de sa structure de bande. Si ce dernier point est appréciable dans les applications où le bruit d'obscurité est un facteur limitant, l'efficacité des processus de recombinaison à l'œuvre dans ces structures, principalement l'interaction avec les phonons, restreint cette technologie aux régimes cryogéniques. Par ailleurs, les faibles rendements d'absorption inhérents aux règles de sélections des détecteurs ISB positionnent à ce stade les QCD en dessous des technologies concurrentes.

Ce travail de thèse a pour ambition de répondre à ces deux limitations en proposant d'intégrer une structure QCD dans une géométrie d'antenne patch. Cette architecture permet de coupler le rayonnement incident aux modes de cavité planaires, dont la polarisation répond aux règles de sélection des processus ISB, mais aussi, d'augmenter la surface de collection du détecteur grâce à l'effet d'antenne. Dans une telle structure, le rapport signal à bruit est nettement amélioré et la faiblesse liée au temps de vie des porteurs devient une force pour les applications de photonique rapide. La maturité des modèles physiques de transport électroniques, hérités en grande partie de la technologie QCL, permet en outre d'accompagner la conception et la fabrication de telles structures QCD, dont ce manuscrit fait l'objet.

Couplage optique

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, le couplage entre la lumière et le détecteur est étudié afin de comprendre les mécanismes qui permettent d’optimiser l’efficacité d’absorption η_{abs} , définie comme le nombre de photons absorbés dans les puits quantiques par photon incident, et d’établir un lien entre les différents degrés de liberté lors de la conception et la fabrication du détecteur (dopage, nombre de période, espacement inter-cavité, matériaux...) et les figures de mérite à optimiser.

Le Chapitre 1 a permis d’établir la règle de sélection commune à tous les détecteurs ISB stipulant que l’absorption inter-sousbande d’un photon incident est contrôlée par l’élément de matrice $\langle \Psi_i | \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} | \Psi_j \rangle$. En d’autres termes, seule la polarisation parallèle à l’axe de croissance du cristal peut être absorbée lors d’une transition inter-sousbande. Puisque les ondes électromagnétiques (EM) se propagent selon des modes transverses, les détecteurs ISB sont aveugles à une radiation en incidence normale. Ce problème majeur a pendant longtemps stimulé le développement des technologies alternatives aux détecteurs ISB telles que les *Quantum dot infrared photodetectors* [70] ou les détecteurs à cascade interbande [71–73].

Après une présentation succincte des approches géométriques traditionnellement utilisées afin d’optimiser le couplage optique, l’étude théorique et expérimentale des systèmes en cavité planaire est menée. À l’aide de ces premiers éléments et du concept d’indice effectif, le principe de l’antenne patch est décrit en théorie des modes couplés puis étudié expérimentalement afin de déterminer les structures maximisant les performances du détecteur en vue de sa fabrication.

2.1.1 Géométries de couplage

Afin de coupler la lumière avec un détecteur ISB plusieurs stratégies basées sur des considérations géométriques peuvent être utilisées [28]. La Figure 2.1 présente le diagramme de dispersion $k_{\parallel} = n_{air} \frac{\omega}{c} \sin \theta$, de la composante parallèle du vecteur d’onde de fréquence ω d’une radiation incidente sur le détecteur. On considère des milieux non chargés et k_{\parallel} est conservé dans toutes les couches en vertu des lois de Snell-Descartes. Les différents milieux sont caractérisés par leur indice optique n_{air} , n_{sub} et n_{QW} pour respectivement l’air, le substrat et la zone active du détecteur

et on néglige dans cette représentation la variation d'indice avec la fréquence. Les trois cônes de la Figure 2.1 décrivent trois régimes optiques, calculés à partir des conditions de réflexion issues des lois de Fresnel.

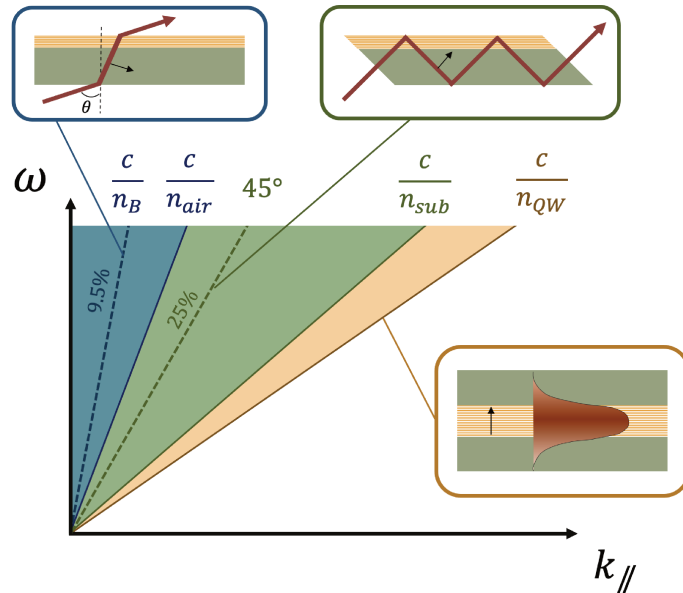


FIGURE 2.1 – Diagramme de dispersion de la composante $k_{//}$. Les trois zones définissent les différents régimes de propagations de la lumière dans l'échantillon : Incidence rasante (en bleu), réflexion totale interne (en vert) et les modes guidés (en jaune). La champ électrique pour une polarisation TM est représenté par une flèche noire.

La première zone bleue correspond aux valeurs de $k_{//}$ pour lesquelles la lumière se propage successivement dans l'air, le substrat, la zone active puis l'air. À l'intérieur de ce cône on trouve une condition particulière, appelée angle de Brewster, pour laquelle la réflexion de la composante TM est nulle à l'interface air/substrat. Cette configuration est caractérisée par l'indice de Brewster $n_B = \sqrt{\frac{n_{sub}^2}{n_{sub}^2 + n_{air}^2}}$ soit un angle d'incidence de 72° pour l'InP ($n_{InP} \sim 3.1$) [74]. Si cette solution a l'avantage d'être facilement réalisable expérimentalement, elle présente cependant un faible de taux de conversion de l'énergie incidente vers la composante z du champ électrique ($\sim 9.5\%$ pour une onde non polarisée) avec un seul passage dans la zone active. L'ajout de miroirs de part et d'autre de l'échantillon permet d'augmenter le nombre de passages à travers l'échantillon lors d'une caractérisation de type multipassage.

La deuxième zone, en vert sur la Figure 2.1, correspond à une configuration où la lumière se propage dans l'échantillon par réflexion totale aux interfaces air/échantillon. Ce régime est accessible par un couplage par la face à 45° . Plus

ardue à mettre en place puisqu'il s'agit de polir la tranche de l'échantillon à 45° avant d'y coupler la lumière, cette configuration permet d'atteindre une distribution de 25% de l'énergie d'une radiation incidente non polarisée vers l'axe z . C'est la configuration la plus souvent utilisée dans la littérature QCD. Dans ce cas, l'efficacité quantique externe est habituellement réputée indépendante du nombre de périodes N_p . Si on note A la puissance absorbée au passage d'un puits optique dans une période QCD, l'EQE après un passage à travers le détecteur s'écrit :

$$\eta_{ext} = \eta_{abs}\eta_i \propto [1 - (1 - A)^{N_p}] \frac{p_e}{N_p} \xrightarrow{A \ll 1} Ap_e \quad (2.1)$$

avec p_e la probabilité pour un photo-électron se trouvant dans l'état excité d'un puits optique d'être transporté jusqu'à la période suivante. Ainsi, un rendement quantique externe indépendant du nombre de période est vérifié seulement pour les structures peu absorbantes (faible dopage ou couplage optique peu efficace). L'équation (2.1) permet en outre de dessiner les contours d'un détecteur maximisant η_{ext} dans lequel on cherche à minimiser le nombre de période tout en maximisant le couplage optique et donc l'efficacité d'absorption [75]. Cette tendance peut être mise en perspective avec les détecteurs interbandes pour lesquels l'augmentation de l'épaisseur de la zone active, tant qu'elle reste inférieure à la longueur de diffusion des porteurs, améliore l'absorption sans affecter l'efficacité interne.

La troisième zone de la Figure 2.1, représentée en jaune, décrit un régime dans lequel un mode optique peut se propager dans le plan du détecteur, confiné entre le substrat de part et d'autre de la zone active. Dans cette configuration, une polarisation incidente TM satisfait pleinement les règles de sélection ISB et des rendements quantiques externes jusqu'à 40% ont pu être démontrés dans cette configuration [75]. Dans ce cas, le challenge principal consiste à coupler efficacement la radiation incidente dans la zone active en s'affranchissant des problèmes de rugosité et de réflexion à l'interface de couplage, mais ouvre la voie à des architectures photoniques complexes.

Une autre stratégie de couplage consiste à utiliser un réseau de diffraction (Figure 2.2a) afin d'exciter des solutions particulières des équations de Maxwell qui peuvent exister à une interface métal/diélectrique : les plasmons-polaritons de surface (SPP). Ces modes, quasiment polarisés dans la direction z , permettent de coupler une radiation en incidence normale avec les transitions inter-soubandes des puits. Cependant, le caractère évanescent de ces solutions dans la direction z maximise le recouvrement du champ électrique avec le contact électrique, siège d'importantes pertes ohmiques par porteurs libres. Cette configuration limite le rendement quantique externe en dessous des 10% [78]. D'autres géométries plus exotiques comme les réseaux pyramidaux [79] ou les membranes enroulées [77] (Figure 2.2b) ont vu le jour au cours des dernières décennies. Cependant la complexité de ces géométries et leurs variabilités de fabrication rendent leur étude délicate.

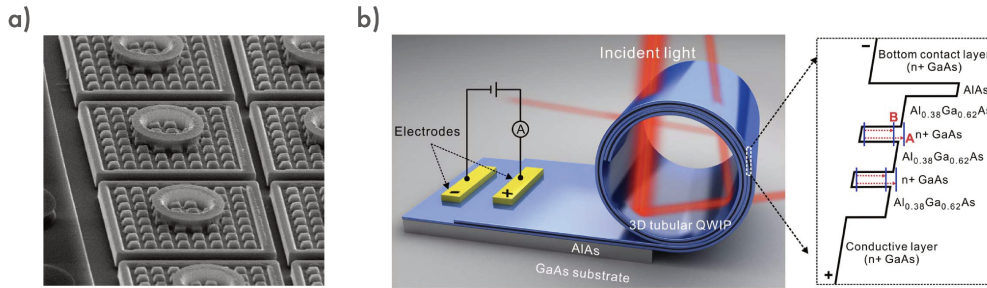


FIGURE 2.2 – Illustration d'un réseau de diffraction utilisé pour l'imagerie et d'une membrane QWIP enroulée. Les larges plots circulaires visibles sur la matrice sont utilisés pour accueillir des billes d'indium servant à l'hybridation avec un circuit de lecture. Images extraites de [76, 77]

2.1.2 Nanophotonique

L'émergence de la nanophotonique et de l'ingénierie des modes EM sub-longueur d'onde ont eu un impact significatif sur les détecteurs ISB en proposant de nouvelles stratégies de couplage du champ avec les transitions inter-sousbandes. L'intérêt majeur de ce domaine est de proposer des systèmes capables de compresser l'énergie d'un rayonnement électromagnétique dans un faible volume, exacerbant ainsi l'interaction lumière matière par effet de micro-cavité, tout en facilitant le couplage entre des modes de cavité et la lumière incidente grâce à l'effet d'antenne [80, 81]. De la même manière que les détecteurs ISB, ces systèmes sont résonants, ce qui leur permet de partager des concepts similaires, mais rend la tâche plus délicate pour une optimisation à large bande spectrale.

Par ailleurs, ces nouveaux concepts, s'ils permettent d'exalter l'interaction lumière-matière, viennent avec leurs lots de contraintes. Dans le cas particulier des structures plasmoniques, qui sera abordé dans ce travail, l'utilisation d'oscillations plasmas comme médiateurs entre le rayonnement incident et un mode de cavité s'accompagne de pertes ohmiques inhérentes aux propriétés métalliques des matériaux utilisés [82]. Sur le plan de la fabrication, ces contraintes amènent à reconsidérer l'usage de certains métaux comme le titane ou le platine, appréciés pour leur stabilité métallurgique permettant d'éviter les phénomènes de diffusion inter-espèces, et invitent à repenser certaines méthodes de fabrication à hauts budgets thermiques. En revanche, le caractère unipolaire et auto-passivé des détecteurs inter-sousbandes facilite leurs intégrations dans des structures de faibles tailles, sans être sujet au risque de génération de courants de surfaces parasites, allégeant le procédé de fabrication en comparaison aux diodes interbandes.

Les premières démonstrations de détecteurs ISB en microcavité ont été publiées en 1996 [83] avec l'utilisation d'une couche active QWIP métallisée et

structurée en un réseau de diffraction complété par un plan de masse, pour former une cavité résonante. Par la suite, de nombreuses démonstrations ont souligné un intérêt grandissant vers les architectures nanophotoniques pour la détection ISB. On peut citer l'utilisation de microcavités telles que les cristaux photoniques [84,85], d'antennes structurées *nanohole* [86] et plus récemment, l'utilisation conjointe de microcavités et d'antennes dans une géométrie patch métal-métal. Cette dernière a suscité un engouement important [87–90] avec des démonstrations de détection à $9\ \mu\text{m}$ à température ambiante grâce, notamment, à une diminution du courant d'obscurité permise par l'architecture d'antenne patch.

C'est sur ce dernier concept qu'est basé ce travail de thèse dans lequel on cherche à optimiser l'interaction entre la lumière et une structure QCD au moyen d'une architecture patch métal-métal. La première partie de ce chapitre décrit de manière générale les conditions de couplages pour une cavité plane et soulève la question de la caractérisation optique des matériaux. Cette question est traitée avec la description d'une méthode de mesure d'indices optiques dont les résultats expérimentaux sont utilisés pour la modélisation du détecteur. Une fois ce cadre préliminaire défini, le cas particulier des structures patch est décrit dans le formalisme de la théorie des modes couplés et éprouvé expérimentalement.

2.1.3 Plasmons de surface

Le principe sous-jacent de l'approche abordée repose sur l'utilisation de certains modes d'oscillations électroniques couplées avec une onde électromagnétique de polarisation transverse-magnétique (TM). Décrit analytiquement pour la première fois par U. Fano en 1956 [91] ce couplage est depuis appelé plasmons-polaritons. Ce chapitre commence par un rappel des équations à la base du phénomène (extrait de [80]) et de son extension aux cavités *Metal-Insulator-Metal* (MIM).

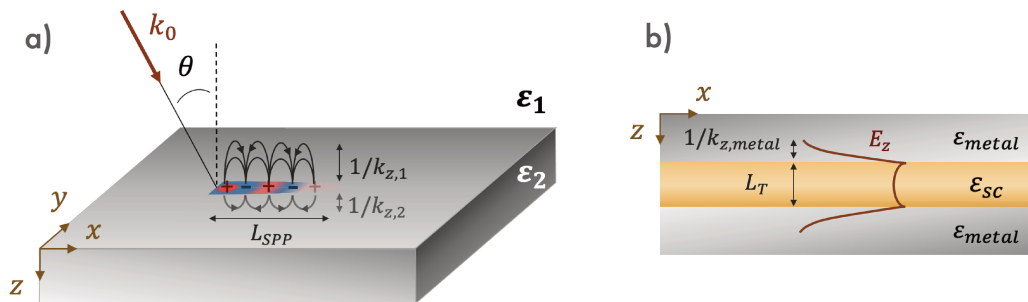


FIGURE 2.3 – a). Illustration de plasmons de surface à l'interface entre deux milieux ϵ_1 et ϵ_2 , excités par un rayonnement incident de vecteur d'onde k_0 . b) Schéma d'une structure MIM et du mode fondamental TM_0 .

Le système considéré est décrit sur la Figure 2.3a. Soit une onde incidente TM à l'interface entre deux milieux d'indice ε_1 et ε_2 . On cherche les solutions des équations de Maxwell de chaque côté de l'interface, décrivant des champs électriques se propageant dans le plan et confinées selon l'axe z . Sans perte de généralité, on considère le problème selon la direction x et on pose $k_x = k_{\parallel}$. Le champ électrique peut s'écrire :

$$\mathcal{E}_j(t) = \begin{pmatrix} E_{x,j} \\ 0 \\ E_{z,j} \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - k_{\parallel} x - k_{z,j} z)} \quad (2.2)$$

avec $j = 1, 2$ et $k_{z,j}$ imaginaires purs. Si on suppose des milieux non chargés, l'équation de Maxwell-Gauss $\nabla \mathcal{E} = 0$ permet d'écrire :

$$\mathcal{E}_j(t) = E_{x,j} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -k_{\parallel}/k_{z,j} \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - k_{\parallel} x - k_{z,j} z)} \quad (2.3)$$

Les relations de continuité appliquées à la composante parallèle du champ électrique $E_{x,1} = E_{x,2}$ ainsi que sur le déplacement électrique tangentiel $\varepsilon_1 E_{z,1} = \varepsilon_2 E_{z,2}$ fournissent à partir de l'équation (2.3) un système d'équations dont la résolution établit les relations de dispersion du vecteur d'onde :

$$k_{\parallel}^2 = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} k_0^2 \quad (2.4) \quad \frac{k_{z,1}}{k_{z,2}} = -\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (2.5)$$

avec $k_0 = \omega/c$. En négligeant dans un premier temps les pertes dans les matériaux ($\varepsilon \approx \mathcal{R}e(\varepsilon)$), les hypothèses de champs se propageant dans la direction x et évanescents dans la direction z , impliquent d'après les équations (2.4) et (2.5) que les fonctions diélectriques $\varepsilon_1(\omega)$ et $\varepsilon_2(\omega)$ soient de signes différents et $\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega) > 0$. Ces conditions sont vérifiées à l'interface entre un milieu diélectrique et un métal.

Le rapport des composantes k_z qui apparait dans l'équation (2.5) permet alors de rendre compte de la répartition du champ évanescent à l'interface. La Figure 2.4a présente une simulation de ce rapport en fonction de la longueur d'onde entre un milieu semiconducteur InGaAs, dont le modèle de la fonction diélectrique sera détaillé par la suite, et différents métaux dont les valeurs des fonctions diélectriques sont tirées de [92, 93]. La décroissance à grandes longueurs d'ondes visible sur l'ensemble des courbes traduit un déplacement du champ électrique évanescent du métal vers le semiconducteur, ce qui s'explique par l'augmentation (en valeur absolue) de la fonction diélectrique des métaux à basse énergie. Ce graphique souligne l'importance du choix de la métallisation pour la réalisation de dispositifs plasmoniques avec des taux de confinement pouvant varier d'un ordre de grandeur d'un métal à un autre.

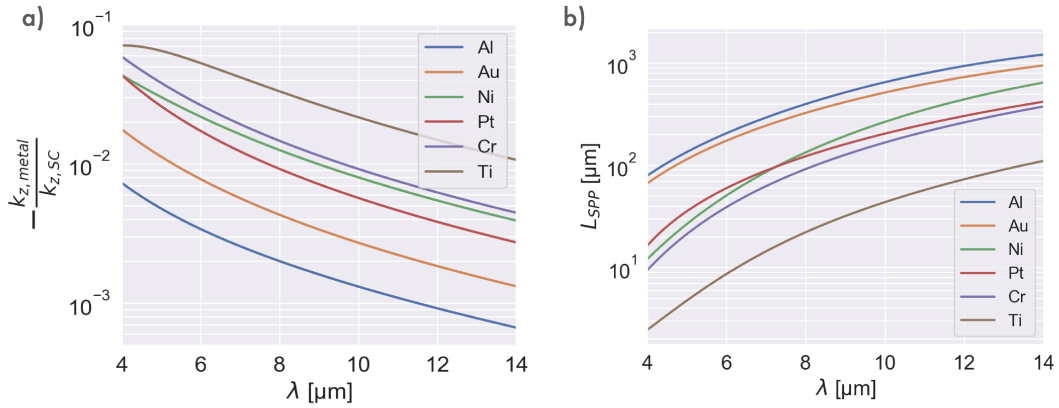


FIGURE 2.4 – a) Rapport de confinement dans la direction z du plasmon de surface simulé à l'interface entre un milieu semiconducteur (InGaAs) et différents métaux. La diminution du rapport indique que le champ se répartit plus profondément dans le semiconducteur. b) Longueur de propagation L_{spp} dans la direction parallèle.

Afin d'optimiser l'absorption vers des pertes utiles dans un semiconducteur plutôt que dans des pertes ohmiques dans les métaux, on recherche des métaux à fort indice, poussant le champ vers le semiconducteur, mais aussi présentant de faibles pertes.

La Figure 2.4b permet de visualiser le produit absorption-pénétration au travers de la longueur de propagation $L_{spp} = \frac{1}{\text{Im}(k_{\parallel})}$ et donc, de la dissipation du plasmon de surface à l'interface entre différents métaux et de l'InGaAs non dopé. À la lumière de ces résultats, et pour sa faible propension à l'oxydation, indispensable lors de certaines étapes de fabrication comme le report par collage, l'or est le matériau privilégié dans le développement du détecteur présenté dans ce travail.

2.2 Étude de la cavité planaire

Une extension du système précédent, présentée sur la Figure 2.3b, consiste à coupler deux modes plasmoniques supportés par deux interfaces métal/diélectrique séparées d'une distance comparable à la longueur de pénétration $1/k_z$. Ces systèmes, appelés MIM (*Metal-Insulator-Metal*) ou gap-plasmon, localisent de manière intense l'énergie électromagnétique dans un faible volume enchâssé entre deux plans métalliques avec un renforcement du champ électrique d'un facteur 10 à 50 [94]. Cette concentration du champ trouve des applications en photodétection [95, 96] avec un impact direct sur le rendement d'absorption mais également pour les guides d'onde [97] et de nombreux systèmes de contrôle optique (méta-lentille, *beam steering*) [98] et de détection chimique [99]. L'autre avantage de ce type de structure est qu'elle facilite l'adaptation de la polarisation TM d'un rayonnement incident vers

un mode quasiment polarisé selon l'axe de confinement z et qui par conséquent, répond aux règles de sélection des transitions ISB. Dans ce qui suit, on considère le cas plus spécifique d'un empilement métal-semiconducteur-métal (MSM). Dans l'approximation des métaux à grandes fonctions diélectriques $|\varepsilon_{metal}| \gg 1$, ce qui sera le cas pour l'ensemble des métaux présentés au delà de $4\mu\text{m}$, la dispersion du vecteur d'onde se réécrit [100] :

$$k_{\parallel} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{SC}} \sqrt{1 + \frac{2i}{k_0 L_T \sqrt{|\varepsilon_{metal}|}}} \quad (2.6)$$

Cette dispersion apparait comme l'indice du semiconducteur $\sqrt{\varepsilon_{SC}}$ corrigé de l'absorption induite par les métaux. La partie imaginaire de relation de la dispersion de la composante k_{\parallel} , décrivant les pertes dans le cas de la structure MSM est tracée sur la Figure 2.5.

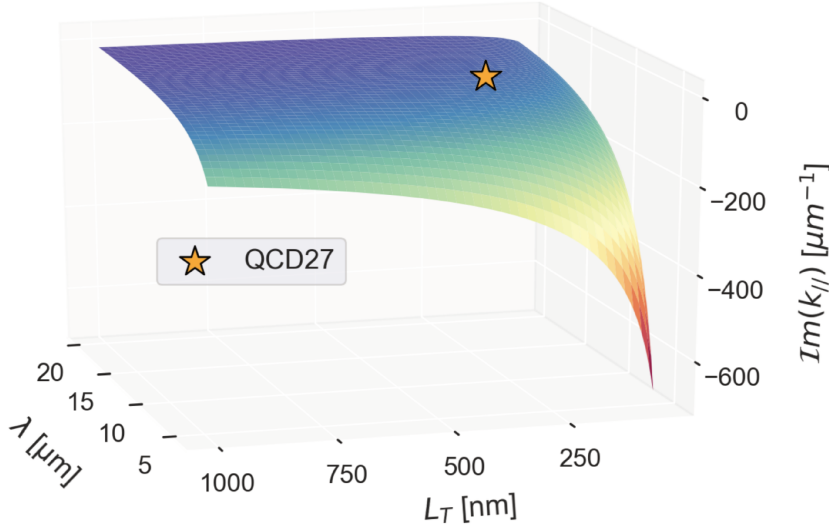


FIGURE 2.5 – Pertes d'un mode MIM en fonction de l'épaisseur L_T et de la longueur d'onde pour un système Au-InGaAs-Au.

Le design de l'échantillon QCD27 développé durant ce travail est également affiché. Deux régimes limites sont visibles à partir de la Figure 2.5 et de l'équation (2.6) : À grandes longueurs d'ondes, les pertes dans les métaux sont négligeables et l'atténuation du mode décroît. On note par ailleurs que lorsque L_T devient grand ($L_T \gg 1/Im(k_z)$) on retrouve l'expression d'un mode de plasmon de surface décrit par l'équation (2.4) dans l'approximation $|\varepsilon_{metal}| \gg |\varepsilon_{SC}|$. À mesure que la longueur d'onde diminue et que l'épaisseur L_T séparant les deux modes de surfaces rétrécit, le mode MSM est de plus en plus "pincé" entre les plans métalliques lesquels contribuent alors d'avantage aux pertes du mode. Le design du détecteur QCD27 semble à la limite de décrochage des pertes ohmiques. En réalité, dans

cette simulation, le cas d'un système idéal est représenté : on considère des interfaces parfaites sans tenir compte de la diffusion du métal vers le semiconducteur, favorisée dans le cas du QCD27 par l'absence de barrière de diffusion à l'interface métal/semiconducteur.

2.2.1 Mesure des indices

Ces premières considérations sur le fonctionnement d'une structure plasmonique soulignent l'importance des indices optiques des matériaux utilisés. Même si les bases de données existantes couvrent un large éventail de matériaux et de longueurs d'ondes [101, 102], les données disponibles peuvent être rares pour des plages spécifiques du spectre électromagnétique, telles que le moyen-infrarouge 4-12 μm . Les lacunes dans la littérature pour les matériaux de la filière QCD sur InP (InGaAs et AlInAs) ont conduit au développement d'une méthode de caractérisation, inspirée de [103].

Selon la nature du besoin, il existe de nombreuses méthodes de caractérisation de l'indice optique. On peut citer par exemple les *m-Lines* [104, 105], permettant de déterminer la partie réelle d'un indice par l'étude de la réflexion lumineuse à l'interface entre un prisme et l'échantillon. Dans le cas de matériaux polaires, métalliques ou de semiconducteurs dopés, des méthodes basées sur l'excitation de phonons ou de polaritons sont également disponibles [106, 107]. Ces excitations, accessibles par des géométries dites de Otto ou Kretschmann-Raether et connues sous le nom de modes de Berreman, permettent une mesure précise de l'absorption. Les pertes optiques peuvent également être mesurées à l'aide de montages en simple ou multi-passage, où le trajet optique est optimisé dans des géométries à angle de Brewster ou en réflexion totale interne telles que décrites en introduction de ce chapitre. Une autre méthode couramment utilisée dans le visible ou le proche infrarouge est l'ellipsométrie [108]. Dans cette approche, le rapport entre les coefficients de réflexion TE et TM est mesuré afin de déterminer l'indice ou l'épaisseur d'une couche mince.

L'ensemble de ces méthodes comporte cependant des contraintes tant sur les matériaux compatibles que sur l'information accessible. La méthode des *m-Lines* ne donne accès qu'à la partie réelle de l'indice alors que les mesures d'absorption caractérisent seulement la partie imaginaire (bien que dans les deux cas, la partie de l'indice manquante puisse parfois être déduite à partir des relations de Kramers-Kronig). Les modes de Berreman ne sont exploitables que pour des matériaux présentant de telles résonances aux longueurs d'onde auxquelles on s'intéresse et enfin, l'ellipsométrie, bien qu'offrant une caractérisation complète de la fonction diélectrique, nécessite un banc expérimental dédié, rare dans le moyen-infrarouge.

La méthode présentée ici est basée sur les mesures optiques en réflexion d'interférences produites par un échantillon préparé dans une géométrie Fabry-Pérot.

Une cavité Fabry-Pérot est un empilement de couches minces qui peut être utilisé pour produire des interférences lumineuses. Ces interférences dépendent de la longueur d'onde, de l'état de polarisation de la lumière se propageant dans la cavité, de la géométrie du système et des propriétés optiques de chaque couche.

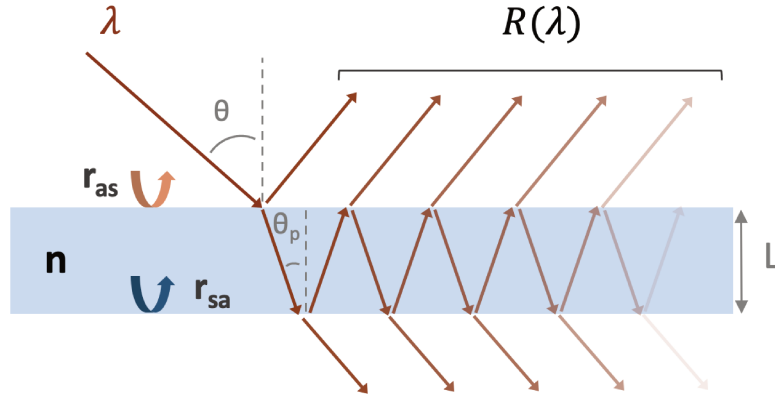


FIGURE 2.6 – Représentation d'une cavité Fabry-Pérot à une couche d'indice n .

Pour un système simple à une couche, représenté sur la Figure 2.6, d'épaisseur h et d'indice n , la réflexion Fabry-Pérot (en intensité) s'exprime ainsi :

$$R(\lambda) = \left| \frac{r_{as}^{\psi} + r_{sa}^{\psi} e^{-i\phi}}{1 + r_{as}^{\psi} r_{sa}^{\psi} e^{-i\phi}} \right|^2 \quad (2.7)$$

avec $r_{as,sa}$ les coefficients de Fresnel aux interfaces dépendants de la polarisation ψ (TM ou TE). Le terme $\phi = \frac{4\pi}{\lambda} n L \cos(\theta_p)$ décrit la phase accumulée pendant un aller-retour par un rayon lumineux se propageant dans la cavité avec un angle θ_p . Cette expression peut être étendue à un nombre arbitraire de couches par récurrence ou matrice de transfert [109]. Ainsi, à partir des conditions expérimentales (épaisseur, angle d'incidence, polarisation et longueur d'onde), il est possible de déterminer la fonction diélectrique $\varepsilon = n^2 = \varepsilon' + i\varepsilon''$ d'une couche inconnue à partir de mesures en réflexion de la structure Fabry-Pérot.

L'un des principaux atouts de cette méthode est l'effet de résonance, améliorant le signal généré par la couche à mesurer par rapport à des techniques similaires de multipassage. La résonance est contrôlée par le produit de l'épaisseur de la cavité h et de l'indice optique n du milieu mesuré, comme le montre l'expression de la phase ϕ . Les incertitudes des deux grandeurs sont donc liées. Elle peut être un atout, par exemple lorsque l'ellipsométrie est utilisée sur des matériaux dont la constante diélectrique est bien connue pour mesurer leur épaisseur.

Dans le cas de la mesure d'un indice optique, l'intrication nL est la principale limite de cette approche (ainsi que pour l'ellipsométrie), car une incertitude sur l'épaisseur se reflète directement comme une incertitude de la constante diélectrique mesurée.

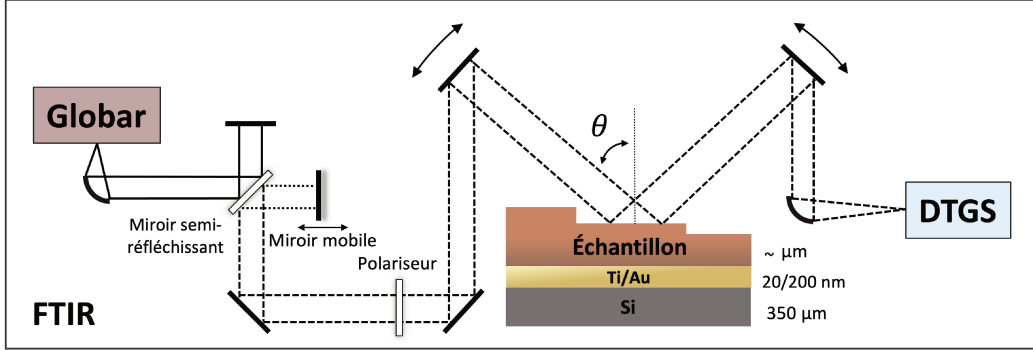


FIGURE 2.7 – Schéma expérimental du dispositif de mesure d'indice par réflexion Fabry-Pérot.

Le schéma du montage est présenté sur la Figure 2.7. Une source large bande provenant d'un corps noir Globar passe à travers un interféromètre de Michelson puis est polarisée avant d'atteindre la surface de l'échantillon sous un angle d'incidence θ contrôlable. La réflexion spéculaire est ensuite mesurée à l'aide d'un détecteur en sulfate de triglycine deutérisé (DTGS). Tous ces composants peuvent être trouvés dans un FTIR commercial (ici le Bruker Vertex 70). La transformée de Fourier de l'interférogramme mesuré donne le spectre complet de la mesure :

$$\mathcal{H}_{total}(\lambda) = \mathcal{S}_{blackbody}(\lambda) \times T_{path}(\lambda) \times R(\lambda) \times \mathcal{R}_{detector}(\lambda) \quad (2.8)$$

où le spectre de la source de corps noir $\mathcal{S}_{blackbody}$, la transmission du chemin optique T_{path} et la réponse du détecteur $\mathcal{R}_{detector}$ contribuent au signal optique, en plus de la réflectivité à mesurer. La première étape du protocole consiste à calibrer le système par une mesure de référence sur un miroir parfait sans perte ($R = 1$). Si la mesure est linéaire (d'où le choix d'un détecteur DTGS plutôt que d'un HgCdTe plus sensible), il est possible de diviser le spectre de l'échantillon par la référence. Toutes les contributions autres que $R(\lambda)$ sont alors éliminées.

Pour la réalisation expérimentale d'un miroir parfait de référence, une couche de 300nm d'or pulvérisée sur un substrat de Si est utilisée. Dans la gamme 4-12 μ m, avec des recettes de dépôt appropriées [110], l'approximation du miroir parfait est une correction du second ordre par rapport aux autres erreurs expérimentales. Cependant, le miroir en or a une épaisseur légèrement différente de celle des échantillons : la réflectivité mesurée présente un décalage et peut parfois dépasser

l'unité. Ceci est attribué à un désalignement géométrique induit entre le faisceau réfléchi et le détecteur, comme le montre la variation avec l'angle de mesure sur la Figure 2.8a . Ce décalage étant spectralement plat, il est éliminé en traitant les données avec une correction de décalage constante.

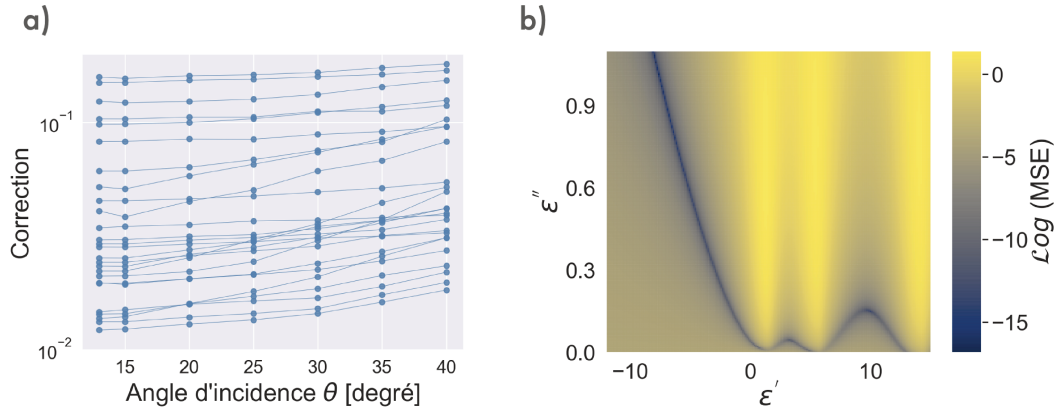


FIGURE 2.8 – a) Correction appliquée aux mesures de réflexion en fonction de l'angle. Chaque point représente une mesure et chaque ligne suit l'évolution en angle pour un échantillon, une épaisseur et une polarisation donnés. L'évolution monotone du faisceau de courbes confirme le problème d'alignement des échantillons. b) Cartographie de la fonction de coût dans l'espace (ϵ', ϵ'') à $10\mu\text{m}$ pour de l'InGaAs dopé n à $2e19\text{ cm}^{-3}$, de 5390 nm d'épaisseur, en polarisation TM et sous un angle d'incidence de 13° . L'existence d'une ligne bleue continue montre qu'un ajustement numérique de la fonction diélectrique $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$, longueur d'onde par longueur d'onde, sans paramétrisation à partir d'un modèle physique est ambigu.

Échantillon	Dopage Hall (cm^{-3})	Épaisseur (nm)		
InGaAs	Nid	5389	5283	5192
InGaAs	4.10^{17}	5014	4923	4724
InGaAs	6.10^{18}	4775	4547	4055
InGaAs	2.10^{19}	3770	3502	2919
AlInAs	Nid	3868	-	-

TABLE 2.1 – Caractéristiques des échantillons mesurés. Les dopages sont mesurés par effet Hall et l'épaisseur de chaque marche par profilométrie mécanique.

Le Tableau 2.1 présente les caractéristiques des différents échantillons. Des couches InGaAs et AlInAs sur InP sont épitaxiés par MBE. Les échantillons d'InGaAs sont dopés n par l'ajout d'impuretés de silicium. Pour obtenir une géométrie Fabry-Perot, les échantillons sont d'abord métallisés avec 20/200 nm de titane et d'or avant d'être reportés à l'aide d'une couche de benzocyclobutène (BCB)

sur un substrat de silicium. Le substrat en InP est ensuite gravé sélectivement avec de l'acide chlorhydrique. Enfin, le semiconducteur restant est gravé par des lithographies successives pour obtenir différentes épaisseurs sur le même échantillon. Les hauteurs de marche sont estimées à partir de mesures effectuées à l'aide d'un profilomètre mécanique. Cette étape est cruciale pour réduire l'incertitude sur l'épaisseur de l'échantillon et pour désintriquer le produit nL .

Des mesures de réflectivité sont effectuées pour les deux polarisations, pour toutes les épaisseurs disponibles et à différents angles afin de réduire la dispersion statistique des résultats. Pour extraire la valeur de la fonction diélectrique des mesures, l'utilisation de la fonction $\varepsilon' + i\varepsilon''$ pour ajuster la réflectivité à chaque longueur d'onde n'est pas pratique. En effet, comme le montre la Figure 2.8b, l'ajustement de la réflectivité expérimentale directement à partir des valeurs du couple $(\varepsilon', \varepsilon'')$ repose sur la minimisation d'une fonction de coût hautement surjective. La ligne bleue continue sur la Figure 2.8b montre que le minimum de la fonction de coût n'est pas défini par un unique couple $(\varepsilon', \varepsilon'')$. Le problème numérique est mal défini et souffre de fortes instabilités. C'est pourquoi une paramétrisation de la fonction diélectrique est utilisée. Elle permet de traiter tout le spectre en même temps en s'appuyant sur un modèle physiquement significatif du matériau. Dans la gamme 4-12 μm , la fonction diélectrique pour l'InGaAs et AlInAs (semi-conducteurs à bande interdite directe) est décomposée en plusieurs contributions en fonction de l'énergie ω du photon incident¹ :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_{FCA}^2}{\omega^2 + i\omega\gamma_{FCA}} + \frac{\omega_{gap}^2}{E_{gap}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_{gap}} + \frac{\omega_{ph}^2}{E_{ph}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_{ph}} \quad (2.9)$$

Dans cette description, la réponse optique est la somme de 4 termes :

- La réponse à haute fréquence ε_∞ . Elle tient compte de toutes les contributions qui ne varient pas dans la gamme considérée comme la réponse des électrons de cœur.
- L'absorption par porteurs libres (FCA), décrite par le modèle de Drude avec $\omega_{FCA} = \sqrt{\frac{e^2\rho_{3D}}{\varepsilon_0 m^*}}$ la pulsation plasma, proportionnelle à la densité ρ_{3D} d'électrons, la masse effective m^* , et au temps de diffusion $1/\gamma_{FCA}$.
- L'approximation des transitions interbandes par un oscillateur harmonique amorti d'énergies caractéristiques ω_{gap} , γ_{gap} et E_{gap} . Cette approximation est raisonnable dans la mesure où l'énergie du gap des matériaux étudiés se trouve bien au delà de la gamme d'énergie considérée.
- L'interaction avec le réseau cristallin à travers l'excitation de phonons, également décrite par un oscillateur harmonique amorti d'énergies ω_{ph} , γ_{ph} et E_{ph} .

1. On utilise $\hbar = 1$ pour passer de la pulsation à l'énergie.

Afin de diminuer les degrés de liberté dans le modèle proposé et améliorer la stabilité numérique de l'analyse, les approximations suivantes sont faites :

- L'absorption par porteurs libres est négligée pour les échantillons non dopés.
- Pour l'InGaAs dopé, l'absorption par le gap est fixée à partir d'un ajustement du modèle d'Adachi [111] avec $\omega_{gap} = 51$ meV, $\gamma_{gap} = 73$ meV et l'énergie de gap effective E_{gap} est calculée à partir du modèle de Moss-Burstein [112] :

$$E_{gap} = E_0 + (3\pi^2 \rho_{3D})^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m^*} \quad (2.10)$$

avec $E_0 = 745$ meV, la différence d'énergie entre le haut de la bande de valence et le bas de la bande de conduction. Ce terme permet de prendre en compte le principe d'exclusion de Pauli des électrons se trouvant dans la bande de conduction des échantillons dégénérés lors de l'absorption interbande.

- Les valeurs des phonons sont fixées d'après les données de la littérature [62, 113] : $\omega_{ph} = 54$ meV, $\gamma_{ph} = 13$ meV, $E_{ph} = 28$ meV pour l'InGaAs et $\omega_{ph} = 48$ meV, $\gamma_{ph} = 1$ meV et $E_{ph} = 5$ meV pour AlInAs.
- Les autres couches sont supposées être optiquement connues. Les couches de titane et d'or sont respectivement décrites selon les travaux d'Olmon et d'Ordal [92, 114].

À partir de cette paramétrisation, l'ensemble des N mesures (polarisation, angle d'incidence et épaisseur) est modélisé à partir d'un unique jeu de paramètres α commun à toutes les mesures associées à un échantillon. L'algorithme utilisé retient les valeurs de α minimisant la fonction de coût suivante :

$$MSE = \sqrt{\sum_j^N \sum_\lambda \left(R_j^{th}(\lambda, \alpha) - R_j^{exp}(\lambda) \right)^2} \quad (2.11)$$

avec R^{th} la réflexion théorique paramétrisée par α et R^{exp} la réflexion mesurée. Les mesures expérimentales et leurs modélisations sont présentées sur la Figure 2.9 (toutes les mesures réalisées ne sont pas tracées). Les figures d'interférence décrivent bien le comportement d'un résonateur Fabry-Pérot : l'intervalle spectral libre (ISL) augmente à mesure que la longueur d'onde augmente ou que le trajet optique (fonction de l'épaisseur et de l'angle d'incidence) diminue. Pour les échantillons faiblement dopés, les pertes sont principalement contrôlées par l'absorption dans le gap, visible à basses longueurs d'onde. À mesure que le dopage augmente, les pertes par porteurs libres deviennent de plus en plus significatives et augmentent avec la longueur d'onde. Pour tous les échantillons dopés, ω_{FCA} est en accord avec les mesures de dopage par effet Hall si on tient compte de l'effet de non-parabolicité de la masse effective m^* décrit par le modèle de Raymond [115]. Dans le cas de l'échantillon le plus dopé (InGaAs $2e19$ cm^{-3}), la longueur d'onde plasma λ_p est visible à 9.5 μm et marque la transition vers un régime métallique.

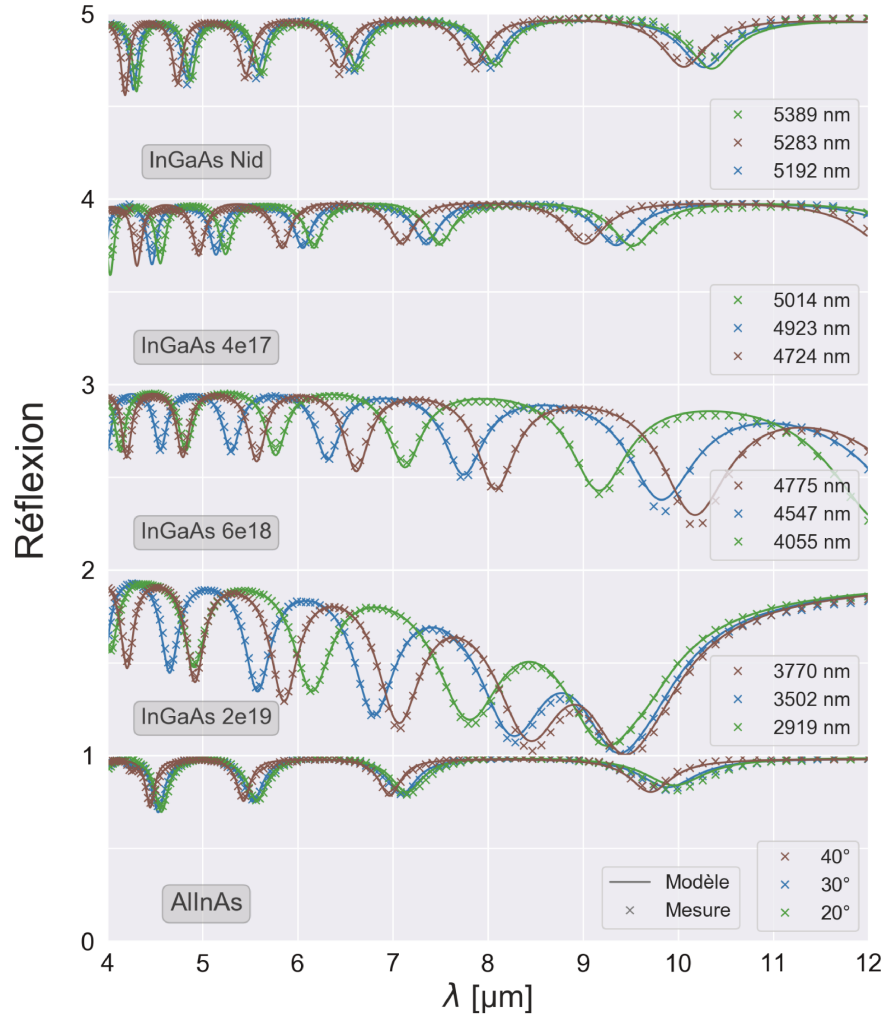


FIGURE 2.9 – Exemples de réflectivité Fabry-Pérot expérimentales et théoriques obtenues. Toutes les mesures réalisées ne sont pas affichées.

Échantillon	ε_{∞}	ω_{FCA}	γ_{FCA}	ω_{gap}	γ_{gap}	E_{gap}	ω_{ph}	γ_{ph}	E_{ph}
InGaAs Nid	11.23	-	-	544	67	748	54	13	28
InGaAs 4e17	11.25	89	<0.01	510	73	772	54	13	28
InGaAs 6e18	11.22	252	4.45	510	73	841	54	13	28
InGaAs 2e19	11.23	428	6.72	510	73	965	54	13	28
AlInAs Nid	9.15	-	-	1453	60	1455	48	1	5

TABLE 2.2 – Liste des paramètres α obtenus par modélisation des résultats expérimentaux. Les valeurs en gras représentent les grandeurs ajustées.

Les valeurs des paramètres α correspondants aux différents échantillons sont rassemblées dans le Tableau 2.2. Les paramètres ajustés sont présentés en gras, les autres valeurs sont fixées à partir des hypothèses précédentes. Les fonctions diélectriques correspondantes sont tracées sur la Figure 2.10. Les résultats sont également comparés avec des mesures ellipsométriques effectuées sur les mêmes échantillons (sans le procédé de fabrication) par G. Badano et R. Espiau de Lamaestre du CEA LETI, et les données de la littérature.

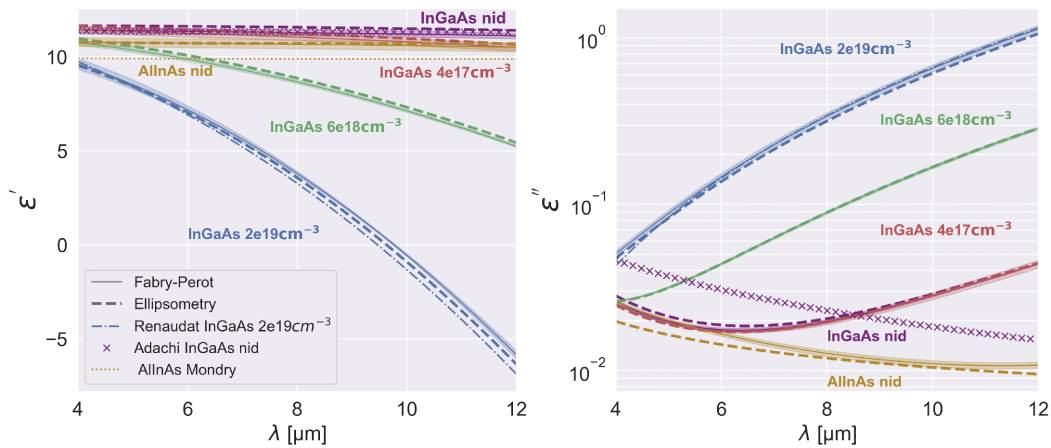


FIGURE 2.10 – Fonction diélectrique pour l'ensemble des échantillons mesurés. Comparaison avec les mesures ellipsométriques et la littérature. L'incertitude des mesures Fabry-Pérot est calculée à partir de l'équation (2.12).

Pour l'InGaAs, un bon accord est observé entre les mesures Fabry-Pérot, ellipsométriques, et les résultats pour l'InGaAs dopé à $2e19 \text{ cm}^{-3}$ des travaux de Renaudat [116] et le modèle d'Adachi [111]. Pour ce dernier, l'écart à faible dopage sur la partie imaginaire est attribué à l'absence de phonon dans le modèle d'Adachi, initialement dédié à la description des transitions interbandes. Par ailleurs, si les parties réelles de la fonction diélectrique pour l'AlInAs sont en accord entre les résultats expérimentaux et les mesures publiées par Mondry [117], on observe un écart significatif entre l'ellipsométrie et la méthode Fabry-Pérot sur la partie imaginaire. Cet écart est attribué au manque de données dans l'exploitation Fabry-Pérot et au faible contraste de la réflectivité qui diminue la précision de la mesure. En effet, l'AlInAs s'oxyde dans l'air et a dû être recouvert d'une fine couche d'InGaAs. Aucune marche n'a pu être gravée sur cet échantillon. Conformément à la Figure 2.10, la partie réelle de la fonction diélectrique devient de plus en plus négative aux grandes longueurs d'ondes lorsque le dopage augmente (comportement métallique) tandis que les pertes, décrites par la partie imaginaire, augmentent. La partie réelle de la fonction diélectrique pour l'InGaAs $2e19 \text{ cm}^{-3}$ change de signe à la longueur d'onde plasma $\lambda_p \approx 9.5 \mu\text{m}$, de manière cohérente avec la transition métallique observée sur la Figure 2.9. À basse longueur d'onde, la fonction diélectrique est contrôlée par

ε_∞ et l'absorption dans le gap, de manière comparable pour tous les échantillons InGaAs, par construction du modèle.

Incertitudes expérimentales

L'incertitude des mesures Fabry-Pérot sur les fonctions diélectriques présentées sur la Figure 2.10 est calculée à partir de la méthode décrite par [118]. Soit \mathcal{M}_c la matrice de covariance des paramètres α calculée lors de la modélisation des données expérimentales pour un échantillon. Les valeurs diagonales de cette matrice représentent l'écart-type associées aux paramètres α sur l'ensemble des N mesures. La propagation de la dispersion des mesures, décrit par la matrice \mathcal{M}_c , sur le modèle de la fonction diélectrique (2.9), caractérisée par sa matrice jacobienne \mathcal{J} donne :

$$\Delta\varepsilon = \sqrt{\text{Diag}(\mathcal{J}\mathcal{M}_c\mathcal{J}^T)} \quad (2.12)$$

Ces incertitudes sont reportées sur la Figure 2.10 sous forme d'ombres. En outre, certains paramètres expérimentaux, notés β , ne sont pas contrôlés avec une précision arbitraire. Ce contrôle imparfait, associé à une valeur $\Delta\beta$, induit une incertitude sur la mesure, appelée erreur expérimentale Δ_{tot} . Théoriquement, le lien entre β et le $\Delta\beta$ est donné par :

$$\Delta_{tot}(\lambda) \leq \frac{1}{N} \sum_j^N \sum_\beta \left| \frac{\partial R_j^{th}(\lambda)}{\partial \beta} \right| \Delta\beta \quad (2.13)$$

où, dans le pire des cas, l'égalité est atteinte si les paramètres expérimentaux sont indépendants (dérivées croisées nulles $\partial^2 R^{th}/\partial\beta_k\partial\beta_l = 0$ pour $k \neq l$) ce qui est supposé vrai dans ce qui suit. Dans l'égalité (2.13) les contributions $\Delta\beta$ à l'erreur expérimentale sont les erreurs sur l'angle et la polarisation du faisceau incident ainsi que sur l'épaisseur des couches semiconductrices. Les erreurs d'angle et de polarisation résultent du mauvais alignement du dispositif optique et sont estimées respectivement à 2° et 4° . Pour l'erreur sur l'épaisseur du semiconducteur, chaque mesure est sujette à une erreur absolue, liée à l'incertitude de la croissance estimée à 5 % de l'épaisseur totale obtenue par épitaxie (environ 100 à 200 nm selon les échantillons). Dans la modélisation, la différence de hauteur entre chaque marche gravée est connue jusqu'à l'incertitude du profilomètre, estimée à 50 nm. Ainsi, puisque toutes les données sont traitées en même temps par un seul jeu de paramètres, l'épaisseur relative entre chaque marche est maintenue constante, tandis que l'épaisseur totale est ajustée et avec une incertitude de 50 nm. Cette méthode, qui consiste à graver l'échantillon en plusieurs marches et à réaliser un ajustement sur l'ensemble des mesures, réduit l'incertitude sur la hauteur par un facteur de 2 à 4 et permet de démêler sensiblement le produit nL .

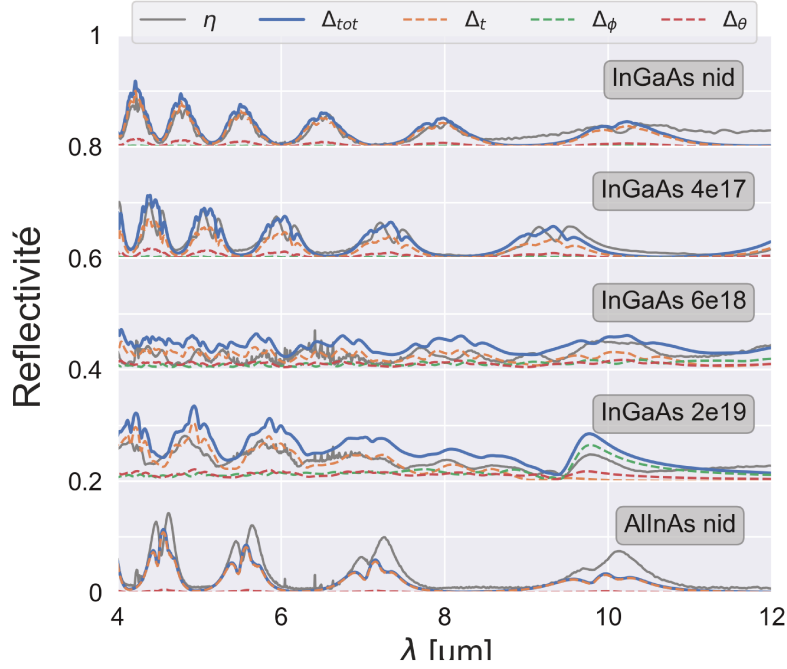


FIGURE 2.11 – Contributions à l'incertitude expérimentale Δ_{tot} et comparaison avec la dispersion des données η . Les différentes contributions à l'erreur sont : l'épaisseur Δ_h , l'angle de polarisation Δ_ϕ et l'angle d'incidence Δ_θ . Les mesures sont superposées avec un décalage de 0.2 entre chaque échantillon.

Sur la Figure 2.11a les contributions des différents paramètres β à l'erreur expérimentale sont présentées pour l'ensemble des échantillons. Comme prévu, la principale contribution à l'erreur expérimentale totale Δ_{tot} provient de l'incertitude sur l'épaisseur. Ces erreurs expérimentales sont comparées sur la Figure 2.11b à la dispersion des données :

$$\eta(\lambda) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_j^N \left(R_j^{th}(\lambda, \alpha) - R_j^{exp}(\lambda) \right)^2} \quad (2.14)$$

Parmi les sources d'erreurs non prises en compte et visibles sur la Figure 2.11a on distingue les perturbations atmosphériques : le CO_2 à $4.2 \mu\text{m}$ et la vapeur d'eau de 5 à $8 \mu\text{m}$. De plus, une sous-estimation de la contribution des phonons, qui est fixée et non ajustée, peut expliquer l'erreur aux grandes longueurs d'ondes. Sur la Figure 2.11b l'allure caractéristique de la dispersion des données expérimentales η est bien reproduite par l'estimation de l'erreur expérimentale Δ_{tot} . La majoration $\eta < \Delta_{tot}$ est un signe de fiabilité du modèle de la fonction diélectrique quant à sa capacité à modéliser la réponse optique des échantillons étudiés et semble indiquer que la précision de la méthode est limitée par l'erreur sur l'épaisseur.

2.2.2 Indice effectif

Muni des indices optiques des matériaux constituant l'empilement de la structure QCD, il est maintenant possible de finaliser l'étude optique de la cavité planaire. Pour cela, on s'intéresse à l'indice effectif n_{eff} pour rendre compte du recouvrement d'un mode de cavité avec les différentes contributions à la réponse optique induite par chaque couche. Par continuité du déplacement électrique tangentiel D_z et dans l'approximation des métaux parfaits, la fonction diélectrique totale d'un empilement de couches semiconductrices s'écrit [119] :

$$\frac{1}{\varepsilon_{SC}} = \sum_j \frac{f_j}{\varepsilon_j} \quad (2.15)$$

où f_j caractérise le recouvrement du mode avec la couche j ($\sum_j f_j = 1$). En réutilisant l'équation (2.6), on obtient l'expression de l'indice effectif d'un mode MSM, $n_{eff} = k_{//}/k_0$, tenant compte de la correction due aux métaux dans l'approximation $|\varepsilon_{metal}| \gg 1$ [100] :

$$n_{eff} = \sqrt{\left(\sum_j \frac{f_j}{\varepsilon_j}\right)^{-1} \left(1 + \frac{2i}{k_0 L_T \sqrt{\varepsilon_{metal}}}\right)} \quad (2.16)$$

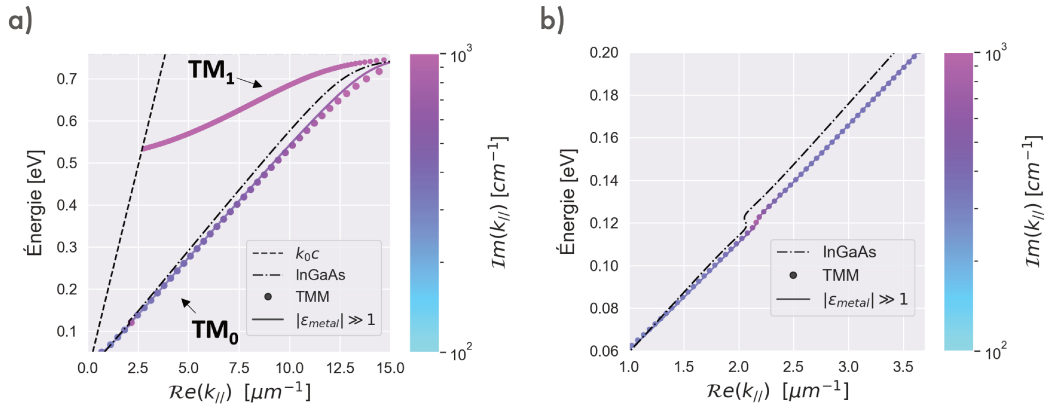


FIGURE 2.12 – a) Dispersion du vecteur d'onde parallèle $k_{//}$ pour le QCD27. b) Zoom sur l'énergie de transition ISB à 120 meV.

À partir des mesures d'indices et des relations de continuité aux interfaces, il est maintenant possible de calculer le profil du champs E_z à l'intérieur de la cavité et la dispersion des modes MSM. Dans les deux cas, l'indice effectif utilisé n'est pas issu de l'approximation des métaux à grande constante diélectrique (2.16) mais est calculé par identification des pôles des coefficients de réflexion et de transmission (dans la direction z) de la structure complète selon la méthode de la matrice de transfert *Transfer Matrix Method* (TMM) [109]. Les constantes de propagation

pour lesquelles la réflexion et la transmission divergent sont caractéristiques des états propres du système que sont les modes guidés, pour lesquels l'énergie est conservée. Ainsi, l'identification numérique de ces pôles permet de calculer les indices effectifs des modes guidés de la structure sans recourir à l'approximation des métaux faiblement absorbants.

Cette méthode est appliquée au cas de la structure QCD27 et comparée à l'approximation (2.16) sur la Figure 2.12. La contribution ISB est modélisée par un oscillateur de Drude-Lorentz centré à 10.3 μm (120 meV) dont l'effet se traduit par la variation rapide et étroite de l'absorption autour de cette valeur, visible sur la Figure 2.12b. On constate une bonne approximation de l'indice effectif par l'équation (2.16) pour les énergies inférieures à 0.4 eV. Au delà, les pertes dans les métaux ne sont plus négligeables ce qui se manifeste par le décrochage des parties réelles et imaginaires entre la modélisation TMM et l'approximation (2.16) du mode TM_0 . Le mode TM_1 , calculé par la méthode TMM, présente une très forte absorption par porteurs libres due à une plus grande pénétration de ce mode dans les métaux. Enfin, le cône de lumière, délimité par l'indice de l'air et de l'InGaAs est représenté par les courbes noires. Contrairement aux modes guidés présentés en introduction sur la Figure 2.1, le mode TM_0 se trouve sous le cône de lumière puisqu'il s'agit d'un mode plasmonique, évanescents dans la direction z et caractérisé par un vecteur d'onde k_z imaginaire pur.

Pour déterminer les pertes linéiques du mode dans les différentes couches, on utilise l'expression des taux de confinement, définis comme l'intégrale de l'intensité du champ E_z dans une couche donnée, sur la valeur moyenne du vecteur de Poynting S_{\parallel} sur l'ensemble des couches [120, 121]. Dans la couche j ce terme s'écrit :

$$f_j = \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \frac{\int_j |E_z|^2 dz}{\int_{cav} \langle S_x \rangle dz} \quad (2.17)$$

On a alors les pertes linéiques du mode en amplitude :

$$\alpha_j = \frac{k_0}{2} f_j \text{Im}(\varepsilon_j) \quad (2.18)$$

Enfin, pour passer de l'atténuation linéique à l'atténuation temporelle, on multiplie les pertes linéiques par les vitesse de phase du mode :

$$\gamma_j = \frac{c}{\mathcal{R}e(n_{eff})} \alpha_j \quad (2.19)$$

Afin d'optimiser le recouvrement de l'énergie électromagnétique avec les transitions ISB, seul le mode fondamental TM_0 , polarisé dans la direction z , doit être excité. À partir de l'équation d'Helmholtz, on peut montrer que cette condition sur l'épaisseur

est liée à la longueur d'onde à détecter et l'indice effectif de la cavité :

$$L_T < \frac{\lambda}{2n_{eff}} \quad (2.20)$$

Cette condition est vérifiée dans le cas du QCD27, ce qui se traduit par l'existence d'une unique courbe (TM₀) à l'énergie de détection sur le diagramme de dispersion de la Figure 2.12a. Ce mode ne présente pas de fréquence de coupure et par conséquent, existe quelle que soit l'épaisseur de la cavité ou l'énergie considérée. Sur la Figure 2.13, l'absorption du mode fondamental TM₀ apparaît sous forme de rectangle colorés, dont la somme est égale à 100%. Ces résultats, repris dans le Tableau 2.3, montre une perte de ~25% de l'énergie du mode vers les métaux de la cavité. Dans ce design, l'absorption théorique par les puits optiques reste majoritaire avec un rendement d'absorption $\eta_{abs} = \gamma_{ISB} / \sum \gamma = 75.91\%$.

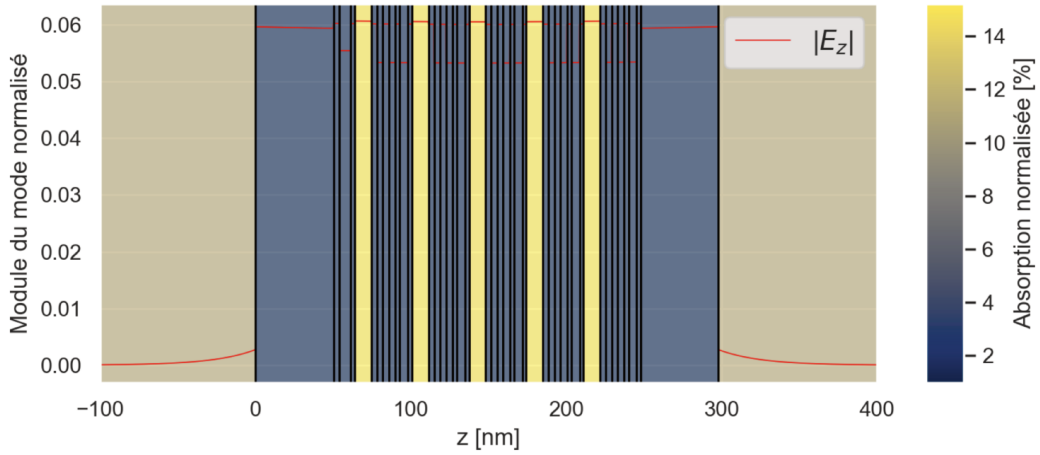


FIGURE 2.13 – Profil du champ E_z et de l'absorption à l'intérieur d'une cavité planaire chargée par le QCD27. Par souci de clarté, seul 100 nm sur les 200 nm qui composent les métaux de part et d'autre de la cavité sont représentés. L'origine des abscisses est prise au premier contact InGaAs de la structure QCD.

n_{eff}	γ_{ISB}	γ_{metal}	γ_{SC}	$\gamma_{contact}$	η_{abs}
3.54	6.09	1.83	5.29e-3	3.51e-2	75.91%

TABLE 2.3 – Indice effectif, taux de pertes γ en meV et absorption issus du recouvrement du champ TM₀ avec les différents matériaux du QCD27 en cavité planaire. Le terme γ_{SC} regroupe toutes les pertes dans les semiconducteurs non dopés.

Les modes guidés caractéristiques de la cavité planaire se propagent dans la direction parallèle au plan des couches. Comme rappelé en introduction de ce chapitre, le

couplage de ces modes avec une excitation extérieure est possible en injectant un rayonnement par la tranche du système, ce qui rend cette géométrie difficile à mettre en œuvre expérimentalement. La cavité patch, présentée dans ce qui va suivre, est un cas particulier de cavité planaire dans lequel l'effet d'antenne joue le rôle de médiateur entre la radiation et les états propres de la cavité, offrant la possibilité d'un couplage en incidence normale.

2.3 Étude de la géométrie patch

La première partie de ce chapitre a permis d'appréhender le concept de cavité planaire et ses apports pour la photodétection. Dans ce qui suit, on s'intéresse au cas particulier du résonateur *Patch Antenna Resonator* (PAR).

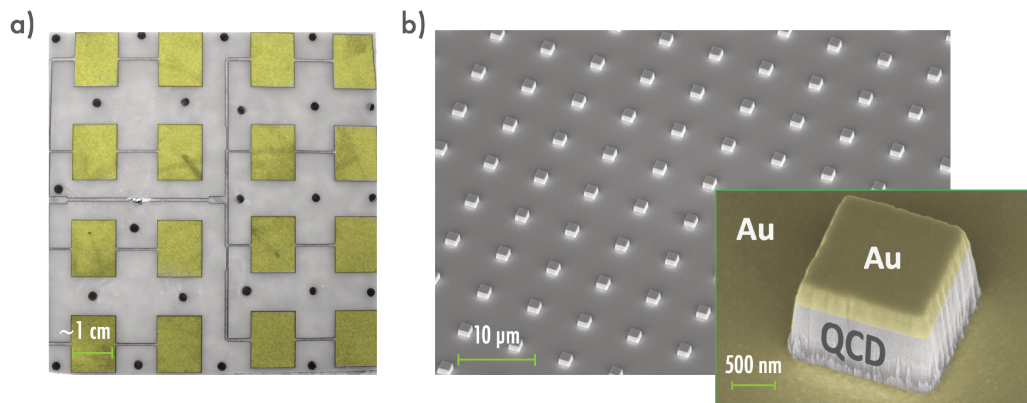


FIGURE 2.14 – a) Exemple de réseau de patches pour la détection RF à 2.4 GHz (Source : Wikipedia). b) Photographie par microscope électronique à balayage d'un réseau de l'échantillon QCD27 en géométrie patch. Images recolorées.

L'antenne patch, illustrée dans sa version RF sur la Figure 2.14a, a été présentée pour la première fois par Descamps en 1953 [122]. Ce n'est que plus tard, avec la démocratisation des circuits imprimés dans les années 70, que ce type d'antenne, aussi appelé *Microstrip*, a connu une large diffusion dans l'industrie électronique.

Appréciée pour son faible encombrement, sa facilité de fabrication et son faible coût, l'antenne microstrip occupe aujourd'hui une place de choix dans des applications allant des télécommunications mobiles, à la télémétrie ou encore aux capteurs bio-médicaux [123]. Son extension aux longueurs d'ondes optiques est permise grâce aux progrès des techniques de fabrication, notamment en lithographie électronique, ouvrant la porte à la réalisation d'objets sub-longueur d'onde comme illustrés sur la Figure 2.14b.

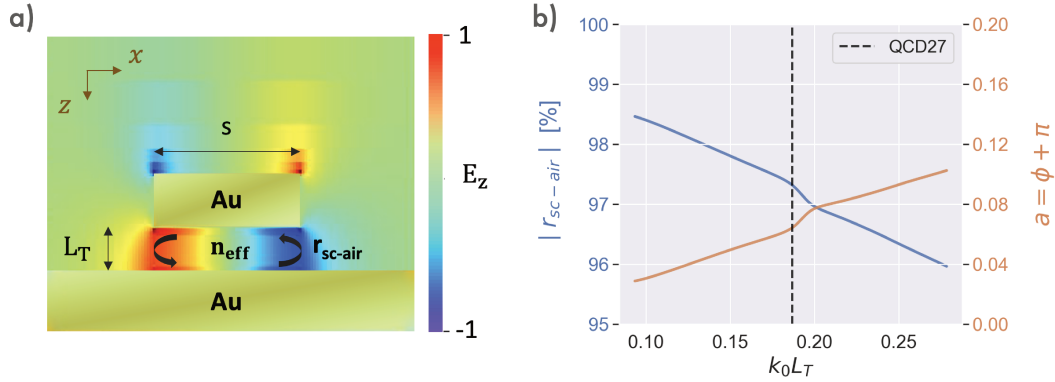


FIGURE 2.15 – a) Simulation en élément finis (FDTD) du champ électrique TM_0 dans la cavité patch chargée par le QCD27. b) Évolution du module et de la phase du coefficient de réflexion r_{sc-air} en fonction du produit $k_0 L_T$. Le design du QCD27 est indiqué par la ligne pointillée.

La Figure 2.15a est une simulation du champ électrique E_z d'une antenne PAR isolée, chargée par une structure QCD entre deux couches d'or, réalisée à l'EMN grâce à une approche par éléments finis *Finite Difference Time Domain* (FDTD). Cette structure partage des caractéristiques communes avec les cavités planaires, offrant un confinement vertical, mais permet également un confinement de l'énergie électromagnétique dans le plan, selon une géométrie Fabry-Perot, contrairement aux modes MIM qui eux se propagent dans la direction parallèle. La condition de résonance se déduit de la condition d'accord de phase après un aller-retour dans la cavité :

$$\begin{aligned} \arg(r_{sc-air}^2 e^{2ik_0 n_{eff} s}) &\equiv 0 \pmod{2\pi} \\ \phi + k_0 n_{eff} s &= m\pi \quad m \in \mathbb{Z} \end{aligned} \quad (2.21)$$

r_{sc-air} est défini comme le coefficient de réflexion complexe de phase ϕ à l'interface entre la structure d'indice n_{eff} et l'espace libre. Ce coefficient peut être calculé à partir du contraste d'impédance entre le guide formé par la structure patch et le demi-plan à l'extérieur du patch. Le résultat est repris de [87] :

$$r_{sc-air} = \frac{G - n_{eff}}{G + n_{eff}} \quad (2.22)$$

$$G = \frac{k_0 L_T}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{sinc}^2(\frac{tk_0 L_T}{2})}{\sqrt{1-t^2}} dt \quad (2.23)$$

Cette désadaptation entre le mode de cavité et l'espace libre, illustrée sur la Figure 2.15b, dépend de l'indice de la cavité n_{eff} et du produit $k_0 L_T$. De manière similaire aux instruments dotés de pavillons [87, 124] plus le produit $k_0 L_T$ augmente (l'équivalent du produit tessiture/taille de pavillon), plus l'amplitude du coefficient r_{sc-air}

diminue et le transfert d'énergie du mode guidé vers l'espace libre (qui peut être vu comme un continuum d'ondes planes) est efficace. Par ailleurs, ce produit a également un impact sur la phase ϕ du coefficient de réflexion qui traduit l'extension du champ à l'extérieur de la cavité appelée *fringing field* [125], visible par concentration du champ aux coins du métal inférieurs sur la Figure 2.15a. Ainsi, la condition de résonance définie par l'équation (2.21) se réécrit :

$$\lambda_c = \frac{2n_{eff}s}{1-a} \quad (2.24)$$

Validité du modèle

La condition sur les métaux à fort indice, qui permet d'établir la relation de dispersion (2.4) en négligeant l'extension du mode dans les métaux, ainsi que la condition d'excitation du mode TM_0 , définissent la gamme de validité du modèle présenté :

$$\frac{1}{\sqrt{|\mathcal{R}e(\varepsilon_{metal})|}} < k_0 L_T < \frac{\pi}{2n_{eff}} \quad (2.25)$$

Par ailleurs, lors du calcul de la condition de résonance et de l'indice effectif, l'hypothèse d'un résonateur isolé permet de s'affranchir du couplage entre résonateurs au sein d'un réseau. Cette hypothèse des résonateurs faiblement couplés définit une limite basse de la période p du réseau [126] :

$$p > L_T + s \quad (2.26)$$

En d'autres termes, les résonateurs doivent être spatialement disjoints ($p > s$) mais il faut également prendre en compte l'effet de *fringing field* dont l'extension est, au premier ordre, égale à l'ouverture L_T .

2.3.1 Résonateur en Théorie des Modes Couplés

La théorie temporelle des modes couplées *Temporal Coupled Mode Theory* (TCMT ou CMT), introduite par Miller en 1954 [127] puis reprise par Haus [128] en 1984 est un formalisme initialement inspiré des résonances de composants électroniques (guides d'ondes, circuits *RLC*) dédié à l'étude du couplage de systèmes oscillants. À partir d'un jeu d'hypothèses très générales (conservation de l'énergie, linéarité, symétrie par renversement du temps et invariance temporelle) cette théorie modélise l'interaction d'un nombre arbitraire d'objets présentant des propriétés résonantes dans une description modale. Dans sa déclinaison proposée par Sush [129], la TCMT est particulièrement adaptée à la description de composants optiques tels que les résonateurs, en proposant une reformulation d'un problème différentiel du second ordre en une série d'équations différentielles du premier ordre et indépendantes.

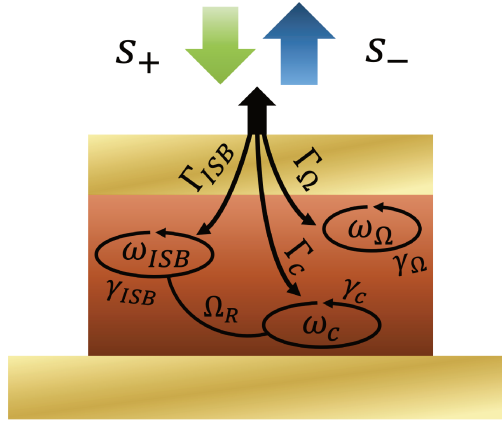


FIGURE 2.16 – Représentation schématique du résonateur patch dans le formalisme de la TCMT.

2.3.1.1 Équation d'évolution générale et couplage critique

On considère le système présenté sur la Figure 2.16. Le résonateur patch est assimilé à un réservoir d'énergie contenant une quantité E_{cav} d'énergie caractérisée par une amplitude $|a|^2 = E_{cav}$. Pour comprendre le comportement électromagnétique du système, on souhaite connaître l'évolution de l'amplitude a au cours du temps, compte tenu des différents canaux de dissipation énergétique avec lesquels le réservoir interagit. On distingue deux types de dissipation :

- Les pertes liées aux différents processus résonants à l'intérieur du réservoir. Dans le cas d'un QCD, on considère les pertes par absorption ISB, caractérisées par une pulsation et un taux de pertes ($\omega_{ISB}, \gamma_{ISB}$), les pertes par porteurs libres dans les métaux et les couches semiconductrices dopées ($\omega_{\Omega}, \gamma_{\Omega}$), et les pertes subies par le mode de cavité (ω_c, γ_c) qui tient compte de toutes les sources de pertes (gap, phonons...). Par définition, les taux de pertes correspondent à l'énergie absorbée par le mode associée divisée par deux fois l'énergie contenue dans le réservoir :

$$\gamma = \frac{P_{abs}}{2E_{cav}} \quad (2.27)$$

- Les pertes dues à l'interaction entre le résonateur et son environnement via les amplitudes entrantes et sortantes s_{\pm} . Dans l'absolu, le résonateur peut être vu comme un système en interaction avec un continuum de canaux (modes EM du vide, modes de vibration du cristal, diffraction...). Dans le cas d'un photodétecteur en cavité sub-longueur d'onde, on ne considère qu'un seul canal radiatif caractérisé par une puissance incidente $|s_+|^2$ et réfléchi $|s_-|^2$ dont le couplage radiatif avec les différents processus de pertes est décrit par Γ_{ISB} , Γ_{Ω} et Γ_c .

Dans le cas d'une cavité chargée par un diélectrique ($\Gamma_{\Omega/ISB} = \gamma_{\Omega/ISB} = 0$) la TCMT permet de caractériser l'évolution temporelle de l'amplitude a en fonction des différentes interactions observées par le réservoir :

$$\frac{da}{dt} = i\omega_c a - (\Gamma_c + \gamma_c)a + \kappa s_+ \quad (2.28)$$

Le premier terme de l'équation d'évolution (2.28) décrit le comportement harmonique non amorti du résonateur de pulsation propre $\omega_c = 2\pi c/\lambda_c$, c'est le mode de cavité. Le seconde terme traduit la dissipation d'énergie via le terme de couplage radiatif Γ_c du mode de cavité avec le canal s_{\pm} et les pertes non radiatives γ_c . Le dernier terme représente l'apport d'énergie par le canal incidents s_+ dont le couplage avec le système est caractérisé par κ . Les hypothèses de conservation de l'énergie et d'invariance par renversement du temps requises en TCMT et vérifiées par les équations de Maxwell, permettent d'écrire :

$$\begin{aligned} \kappa &= \sqrt{2\Gamma_c} \\ s_- &= -s_+ + a\sqrt{2\Gamma_c} \end{aligned} \quad (2.29)$$

Afin optimiser l'absorption de la structure, on souhaite maximiser le transfert de l'énergie incidente sous forme de radiation vers les pertes dans la cavité. La résolution de l'équation (2.28) sous forme d'une solution harmonique permet d'exprimer la réflexion \mathcal{R} et l'absorption \mathcal{A} en fonction de la pulsation ω du rayonnement incident :

$$\mathcal{R}(\omega) = \frac{P_{ref}}{P_{inc}} = \frac{|s_-|^2}{|s_+|^2} = \frac{(\Gamma_c - \gamma_c)^2 + (\omega - \omega_c)^2}{(\Gamma_c + \gamma_c)^2 + (\omega - \omega_c)^2} \quad (2.30)$$

$$\mathcal{A}(\omega) = \frac{P_{abs}}{P_{inc}} = \frac{2\gamma_c |a|^2}{|s_+|^2} = \frac{4\Gamma_c \gamma_c}{(\Gamma_c + \gamma_c)^2 + (\omega - \omega_c)^2} \quad (2.31)$$

Ainsi la condition de couplage critique $\mathcal{R}(\omega_c) = 0$ correspond à une adaptation des taux $\Gamma_c = \gamma_c$. On constate l'existence d'une onde réfléchie dans le cas d'un résonateur sous-dissipatif $\Gamma_c > \gamma_c$ mais également dans le cas d'un résonateur sur-dissipatif $\Gamma_c < \gamma_c$. Ce comportement est un cas particulier d'adaptation d'impédance souvent rencontrée lors de l'étude de transfert d'énergie, comme il sera également le cas dans le Chapitre 4 lors de l'adaptation d'impédance d'une ligne coplanaire.

Dans le cas d'une cavité chargée par un détecteur ISB, l'équation (2.28) se généralise pour les 3 modes :

$$\frac{da}{dt} = \begin{pmatrix} \frac{da_{\Omega}}{dt} \\ \frac{da_c}{dt} \\ \frac{da_{ISB}}{dt} \end{pmatrix} = [i\mathcal{W} - (\Gamma + \gamma)] a + K s_+ \quad (2.32)$$

avec \mathcal{W} la matrice des valeurs propres de chacun des modes :

$$\mathcal{W} = \begin{pmatrix} \omega_\Omega & 0 & 0 \\ 0 & \omega_c & \Omega_R \\ 0 & \Omega_R & \tilde{\omega}_{ISB} \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

Les pertes par porteurs libres sont modélisées par le modèle de Drude. Dans cette description la pulsation propre de l'oscillateur associé est nulle $\omega_\Omega = 0$. Le couplage entre le mode de cavité et la transition ISB est caractérisé par la constante Ω_R qui définit l'intensité du couplage entre le mode de cavité et la transitions ISB [119] :

$$\Omega_R = \frac{\omega_p}{2} \sqrt{f_{ISB} f_{rec} \frac{\omega_c}{\tilde{\omega}_{ISB}}} \quad (2.34)$$

avec f_{ISB} la force d'oscillateur de la transition ISB, f_{rec} le facteur de recouvrement du mode électromagnétique sur les puits et la fréquence plasma :

$$\omega_p^2 = \frac{\rho_{2D} e^2}{\varepsilon_0 \varepsilon L_{eff} m^* (\rho_{E_f})} \quad (2.35)$$

où L_{eff} désigne l'extension spatiale de la densité de courant microscopique pour la transition inter-sousbande et tient compte de la force d'oscillateur f_{ISB} telle que décrite par [119]. Toutes ces grandeurs sont calculables analytiquement à partir de l'algorithme METIS présenté au Chapitre 1. Par ailleurs, le niveau de dopage élevé de l'échantillon étudié nécessite de corriger l'énergie de transition ISB de l'effet d'écrantage électronique appelé *Depolarization shift* [130] :

$$\tilde{\omega}_{ISB} = \sqrt{\omega_{ISB}^2 + \omega_p^2} \quad (2.36)$$

avec $\omega_{ISB} = 120.3$ meV la transition ISB sans dépolarisation. Les pertes sont définies par la matrice $(\Gamma + \gamma)$ dont les termes non-diagonaux décrivent les couplages radiatifs entres les différents modes :

$$(\Gamma + \gamma) = \begin{pmatrix} \Gamma_\Omega + \gamma_\Omega & \sqrt{\Gamma_\Omega \Gamma_c} & \sqrt{\Gamma_\Omega \Gamma_{ISB}} \\ \sqrt{\Gamma_c \Gamma_\Omega} & \Gamma_c + \gamma_c & \sqrt{\Gamma_c \Gamma_{ISB}} \\ \sqrt{\Gamma_{ISB} \Gamma_\Omega} & \sqrt{\Gamma_{ISB} \Gamma_c} & \Gamma_{ISB} + \gamma_{ISB} \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

Enfin, l'apport d'énergie via l'amplitude incidente s_+ est caractérisé par :

$$K = \begin{pmatrix} \sqrt{2\Gamma_\Omega} \\ \sqrt{2\Gamma_c} \\ \sqrt{2\Gamma_{ISB}} \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

Les mêmes considérations énergétiques que dans le cas à un mode permettent d'écrire la relation entre l'amplitude réfléchie et incidente :

$$s_- = -s_+ + a_\Omega \sqrt{2\Gamma_\Omega} + a_c \sqrt{2\Gamma_c} + a_{ISB} \sqrt{2\Gamma_{ISB}} \quad (2.39)$$

En cherchant une solution harmonique et en supposant que la transition ISB ne se couple que très faiblement avec le rayonnement incident ($\Gamma_{ISB} \approx 0$, cette hypothèse sera testée expérimentalement) le système (2.32) se développe sous la forme :

$$\begin{cases} i\omega a_\Omega = (-\gamma_\Omega - \Gamma_\Omega) a_\Omega - \sqrt{\Gamma_c \Gamma_\Omega} a_c + \sqrt{2\Gamma_\Omega} S_+ \\ i\omega a_c = -\sqrt{\Gamma_c \Gamma_\Omega} a_\Omega + (i\omega_c - \gamma_c - \Gamma_c) a_c + i\Omega_R a_{ISB} + \sqrt{2\Gamma_c} S_+ \\ i\omega a_{ISB} = i\Omega_R a_c + (i\tilde{\omega}_{ISB} - \gamma_{ISB}) a_{ISB} \end{cases} \quad (2.40)$$

où on a posé $s_+ = S_+ e^{i\omega t}$. Enfin, en exprimant chaque composante de manière indépendante, on obtient à résonance $\omega_0 = \tilde{\omega}_{ISB} = \omega_c$ l'expression de l'amplitude des modes :

$$\begin{cases} a_\Omega = \frac{\sqrt{2\Gamma_\Omega}}{i\omega_0 + \gamma_\Omega + \Gamma_\Omega} \left(\frac{\gamma_{ISB} \Gamma_c (i\omega_0 + \gamma_\Omega)}{(i\omega_0 + \gamma_\Omega + \Gamma_\Omega) [\gamma_{ISB} (\gamma_c + \Gamma_\Omega) + \Omega_R^2]} - \gamma_{ISB} \Gamma_c \Gamma_\Omega} + 1 \right) S_+ \\ a_c = \frac{-\gamma_{ISB} \sqrt{2\Gamma_c} (i\omega_0 + \gamma_\Omega)}{(i\omega_0 + \gamma_\Omega + \Gamma_\Omega) [\gamma_{ISB} (\gamma_c + \Gamma_\Omega) + \Omega_R^2]} S_+ \\ a_{ISB} = \frac{i\Omega_R \sqrt{2\Gamma_c} (i\omega_0 + \gamma_\Omega)}{(i\omega_0 + \gamma_\Omega + \Gamma_\Omega) [\gamma_{ISB} (\gamma_c + \Gamma_\Omega) + \Omega_R^2]} S_+ \end{cases} \quad (2.41)$$

Cette forme fait apparaître le couplage du mode de transition inter-sou bande a_{ISB} avec l'onde incidence s_+ grâce au produit $\Omega_R \sqrt{\Gamma_c}$. Pour qu'il y ait absorption par la transition inter-sou bande il faut que le mode a_{ISB} soit couplé au mode de cavité a_c (le terme Ω_R) et que la cavité soit couplée avec l'onde incidente par Γ_c .

Une conséquence importante de la description de l'absorption par porteurs libres via un oscillateur de fréquence nulle est l'existence d'une onde réfléchie quels que soient les taux de pertes radiatives et non radiatives. Pour toute fréquence non nulle, l'excitation incidente est toujours désaccordée par rapport au mode de pertes par porteurs libres et le couplage critique n'est jamais atteint. En pratique, pour le QCD27, une réflexion minimum de 4% due à cet effet est attendue.

En l'état actuel, cette représentation du système reste sujette à de nombreuses interrogations quant à l'interprétation physique de certains éléments, notamment le couplage radiatif Γ_Ω . Dans ce sens, les équations (2.41) nécessitent une étude plus approfondie qui dépasse le cadre de ces travaux de thèse. Cependant, numériquement ce modèle semble bien adapté au système étudié et reproduit fidèlement les mesures expérimentales.

2.3.1.2 Influence du pas du réseau et aire effective

L'influence du pas du réseau peut être comprise à partir d'une approche différentielle. Le lecteur intéressé peut trouver le détail de ce calcul dans [125]. Dans cette description, le réseau de patches est vu comme une assemblée de fentes rayonnantes, régulièrement espacées sur un réseau 2D. La somme cohérente de chacune des contributions à la puissance rayonnée totale peut se mettre sous la forme :

$$P_r = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{1}{2\mathcal{Z}_0} |\text{AF}^{\text{Array}} \text{AF}^{\text{Patch}} E(r, \theta, \phi)|^2 r^2 \sin(\theta) d\theta d\phi \quad (2.42)$$

avec \mathcal{Z}_0 l'impédance du vide et $E(r, \theta, \phi)$ le champ électrique rayonné par une fente. AF^{Array} et AF^{Patch} sont des grandeurs qui décrivent la figure d'interférence en champ lointain d'un ensemble de sources, respectivement le réseau $N \times N$ de patches et les deux fentes rayonnantes associées à un patch :

$$\begin{aligned} \text{AF}^{\text{Array}} &= \frac{\sin\left(\frac{N}{2} k_0 p \sin(\theta) \sin(\phi)\right) \sin\left(\frac{N}{2} k_0 p \cos(\theta)\right)}{\sin\left(\frac{k_0 p \sin(\theta) \sin(\phi)}{2}\right) \sin\left(\frac{k_0 p \cos(\theta)}{2}\right)} \\ \text{AF}^{\text{Patch}} &= 2 \end{aligned} \quad (2.43)$$

Si l'équation (2.42) n'a pas de solution analytique simple, on peut montrer numériquement que la puissance totale rayonnée et par conséquent, la constante de couplage radiative, se met sous la forme [125] :

$$\Gamma = \frac{P_r}{2E_{cav}} = \frac{\alpha}{p^2} \quad (2.44)$$

avec Γ en électron-volts et $\hbar = 1$. La variation de la réflectivité de la structure QCD27 en fonction de p sera donc modélisée selon ce résultats avec α_c , α_{ISB} et α_Ω comme paramètres d'ajustement.

Enfin, pour compléter cette approche théorique, il est possible d'exprimer la surface de collection effective A_{eff} d'un résonateur à partir de l'expression du diagramme de rayonnement de l'antenne patch [90] :

$$A_{eff} = \frac{32s^2 L_{TC}}{\lambda_c^2 \Gamma_{tot}} \xrightarrow{\text{c. c.}} p^2 \quad (2.45)$$

où $\Gamma_{tot} = \Gamma_c + \Gamma_\Omega + \Gamma_{ISB}$ désigne les pertes radiatives. Par définition, au couplage critique $A_{eff} = p^2$ et $\Gamma_{tot} = \gamma_c + \gamma_{ISB} + \gamma_\Omega$. La relation (2.45) illustre le lien entre les pertes du résonateur et sa section efficace de collection. À flux d'énergie incident constant et au couplage critique, une antenne moins dissipative collectera le rayonnement sur une surface plus importante qu'une antenne plus dissipative. Une structure à faibles pertes est capable de stocker plus d'énergie électromagnétique (facteur de qualité plus élevé) et présente une surtension plus grande qu'une structure plus dissipative.

2.3.2 Mesures de réflexion

Selon le procédé détaillé au chapitre suivant, deux échantillons QCD27 sont fabriqués, chacun contenant différentes valeurs de taille de résonateur et de pas de réseau. Les mesures de réflectivité présentées sur la Figure 2.17 sont effectuées à l'aide un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR), sous un angle d'incidence constant de 13° en polarisation TM et à température ambiante. La taille des échantillons est adaptée afin que l'ensemble du faisceau FTIR soit intersecté par le réseau de patches.

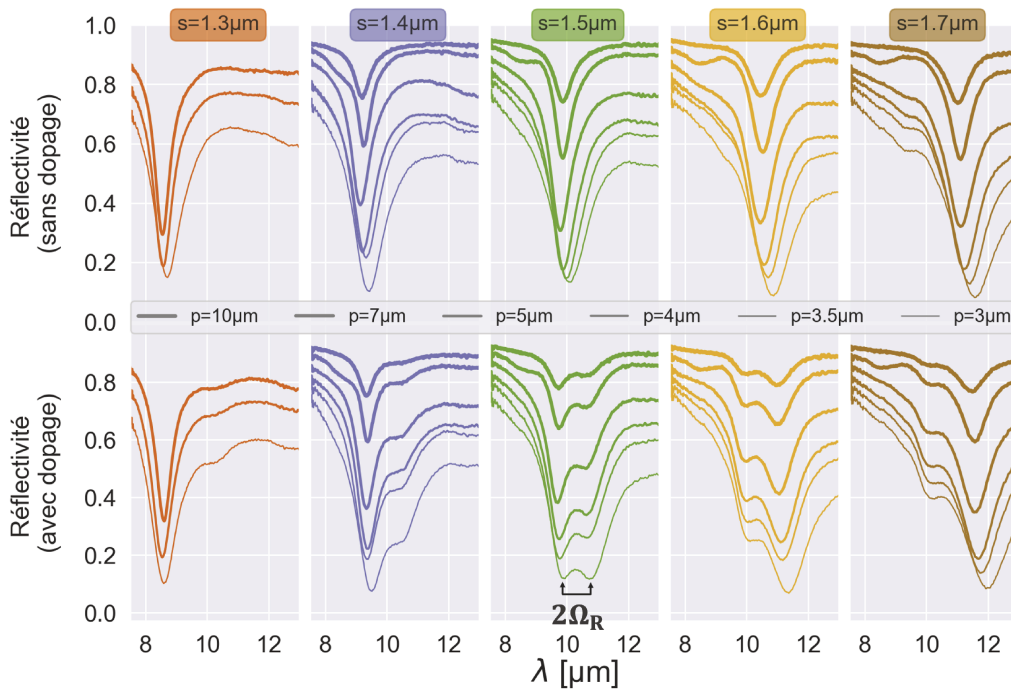


FIGURE 2.17 – Mesure de réflectivité avec et sans dopage des puits actifs en fonction de la taille s et des résonateurs et le pas du réseau p . Chaque couleur correspond à une valeur de s et la valeur de p est représentée par l'épaisseur des courbes.

La série de courbes pour l'échantillon non dopé illustre la dynamique de la réflectivité du système en fonction de facteurs géométriques de taille de résonateur et du pas du réseau de patches. Le paramètre s décale la résonance selon l'équation de dispersion (2.25) tandis que le pas de réseau p change le contraste du spectre de réflexion par modification de l'adaptation d'impédance entre le rayonnement en espace libre et le réseau de patches. Suivant cette même tendance, les mesures pour l'échantillon dopé font également apparaître un régime de couplage fort dont la signature expérimentale se manifeste sous forme de deux pics d'absorption séparés en énergie de $2\Omega_R$.

Expérimentalement, la taille de patch en résonance avec la transition ISB est estimé à $1.5 \mu\text{m}$, en accord avec l'équation (2.25). En revanche, le régime de couplage critique n'est pas atteint ($R_{min} \sim 10\%$ à $p = 3\mu\text{m}$). D'après l'équation (2.45) les résonateurs sont faiblement couplés à la radiation incidente (structure trop fine) et présentent un taux de perte important en raison d'un dopage élevé. Au couplage critique, ce design affiche donc un faible rapport entre sa surface de collection sur sa surface électrique p^2/s^2 , ce qui se traduit par un rapport signal à bruit dégradé.

À partir du modèle développé en TCMT, on souhaite modéliser le QCD27 en cavité patch à partir des mesures en réflexion. Afin de diminuer le nombre de degrés de liberté dans le modèle, on procède en deux temps :

- Une première série de mesures d'un échantillon QCD27 sans dopage des puits optiques est effectuée en fonction des paramètres s et p . Pour modéliser ces données, on néglige donc les pertes dans la transition inter-sousbande Γ_{ISB} , γ_{ISB} et Ω_R . L'effet de la variation de la taille du patch s est modélisé à partir de l'équation (2.25) dans laquelle n_{eff} utilisé comme paramètre ajustable.
- À partir des mesures de réflexion de cavités sans dopage, on procède à la modélisation de mesures de structures dopées. Les valeurs des paramètres Γ_c , γ_c , Γ_Ω , γ_Ω sont fixées à partir des mesures précédentes et les paramètres ajustables pour cette série de mesures sont α_{ISB} , γ_{ISB} et ω_p . La valeur de l'indice effectif est aussi fixée à partir des paramètres obtenus sans transitions ISB. En effet, la contribution du dopage des puits est décrite en TCMT grâce aux termes α_{ISB} , γ_{ISB} , Ω_R et ne doit pas être réintroduite dans l'indice effectif au risque d'être comptée deux fois.

Le résultat des modélisations par résolution de l'équation (2.32) est présenté sur la Figure 2.18 et comparé aux données expérimentales. Pour chaque ensemble de mesures (avec et sans dopage) une approche similaire aux mesures d'indices du paragraphe précédent est utilisée : l'ensemble des données est modélisé par un unique jeu de paramètres ajustables. L'incertitude de la modélisation est calculée de la même manière que lors des mesures d'indice, à partir de la jacobienne de la fonction de coût et de la matrice de covariance des paramètres d'ajustement.

La Figure 2.18 permet de constater que l'ensemble des courbes est quantitativement reproduit par le modèle. Par construction, le modèle ne décrit pas le phénomène de diffraction qui se manifeste sur les mesures lorsque $p > 7\mu\text{m}$. Ce phénomène représente une correction mineure aux résultats expérimentaux dans la mesure ou un unique jeu de paramètre est utilisé pour modéliser l'ensemble des mesures. D'après cette modélisation, le pas de réseau au couplage critique est estimé à $2.2 \mu\text{m}$, ce qui correspond à une densité proche de la limite basse du modèle (2.26) à partir de laquelle l'effet entre résonateur par *fringing field* devient non négligeable.

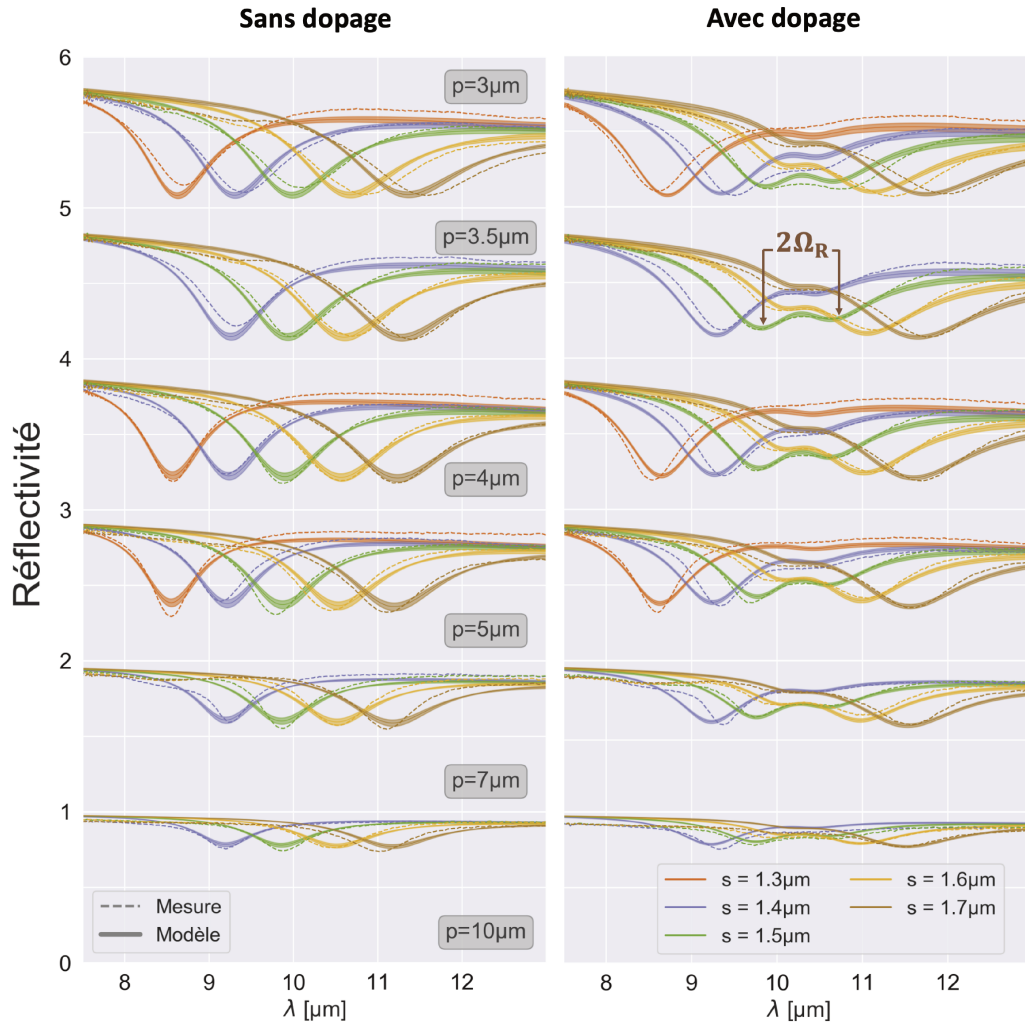


FIGURE 2.18 – Spectres de réflectivité en fonction de s et p . Structure sans dopage des puits optiques à gauche, avec dopages des puits à droite.

2.3.3 Comparaison avec la cavité planaire

Les paramètres du modèle TCMT issus de la modélisation des mesures expérimentales sont présentés sur le Tableau 2.4 et comparés à la simulation en cavité planaire. Dans l'ensemble, les deux modèles fournissent des résultats significativement différents.

Par construction du modèle en TCMT, l'indice effectif n'inclut pas les effets d'absorption par porteurs libres, ni la transitions ISB. Cette différence ainsi que l'extension du champ à l'extérieur de la cavité patch permettent d'expliquer l'écart entre les indices effectifs calculés en cavité planaire et en TCMT pour le patch.

On constate par ailleurs un faible couplage radiatif α_{ISB} de la transition ISB avec le canal d'excitation. Ce résultat met en avant l'inefficacité d'un couplage direct entre la lumière incidente avec la transition inter-sou bande sans recourir à un médiateur, ici le mode du résonateur matérialisé par le terme de couplage Ω_R . En cavité planaire, on suppose des modes déjà existants dans la structure et aucun couplage depuis l'extérieur n'est considéré, d'où l'absence du paramètre α .

	n_{eff}	[meV. μm^2]			[meV]			
		α_c	α_Ω	α_{ISB}	γ_c	γ_Ω	γ_{ISB}	ω_p
TCMT	3.28	30.1	592.6	<0.1	5.8	29.50	4.2	18.77
CP	3.54	-	-	-	5.29e-3	1.83	6.09	30

TABLE 2.4 – Liste des paramètres TCMT par modélisation des résultats expérimentaux et comparaison avec la simulation en cavité planaire (CP).

Le paramètre γ_c est utilisé en TCMT pour tenir compte des pertes qui ne sont pas explicitement exprimées sous forme d'un mode telles que les pertes ISB ou par porteurs libres. En cavité planaire, l'ensemble exhaustif des sources de pertes est calculé à partir de l'indice optique de chacune des couches et du recouvrement avec le champ électrique. D'après les notations en cavité planaire (Tableau 2.3) le terme γ_c devrait correspondre au taux de perte en cavité planaire γ_{SC} , négligeable devant les autres sources d'absorption. Or d'après les résultats en TCMT, les pertes associées à γ_c représentent une fraction non négligeable des pertes totales. Ce terme pourrait d'écrire l'interaction du mode de cavité avec un continuum d'états (autres que s_\pm) [131]. Par ailleurs, si un meilleur accord est observé entre les pertes γ_{ISB} entre la modélisation en TCMT et la simulation en cavité planaire, les pertes par porteurs libres semblent en revanche très différentes dans les deux cas. À ce stade, cette divergence entre le modèle en cavité planaire et les résultats obtenus en TCMT reste la plus grande inconnue. Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer cet écart :

- Une première explication pourrait venir de la diffusion du métal vers le semi-conducteur dans les échantillons étudiés en TCMT, augmentant significativement les pertes.
- Une deuxième hypothèse est basée sur l'intrication numérique entre les termes γ_Ω et Γ_Ω . L'absorption de ce mode à partir de l'équation (2.41) au premier ordre en $1/\omega^2$ se met sous la forme d'une lorentzienne de fréquence propre nulle :

$$\mathcal{A}_\Omega = \frac{2\gamma_\Omega |a_\Omega|^2}{|s_+^2|} = \frac{4\gamma_\Omega \Gamma_\Omega}{(\Gamma_\Omega + \gamma_\Omega)^2 + \omega^2} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\omega^2}\right) \quad (2.46)$$

Sous cette forme, la corrélation entre γ_Ω et Γ_Ω apparaît clairement et peut expliquer le fort désaccord entre les modélisations TCMT et cavité planaire.

- Une troisième anomalie pourrait provenir du modèle en TCMT des pertes par porteurs libres illustrée sur la Figure 2.16. Cette description d'un mode qui est directement couplé à l'onde incidente par le terme Γ_Ω et isolé du reste des autres modes, s'accommode mal avec la vision dans laquelle le mode de cavité sert d'intermédiaire entre l'espace libre et les sources de pertes. Pour expliquer la présence de ce mode introduit de manière phénoménologique, l'hypothèse privilégiée à ce stade est qu'il pourrait s'agir d'un artefact de mesure.

Enfin, un désaccord important est également observé sur la fréquence plasma ω_p avec la valeur théorique calculée à partir de (2.35). Si ce désaccord peut provenir d'un écart sur le dopage nominal lors de l'épitaxie, l'étude de la réponse du même échantillon en TCMT avec l'ajout d'un quatrième mode "extracteur" montre que la présence de ce mode d'extraction permet de retrouver la valeur de ω_p attendue.²

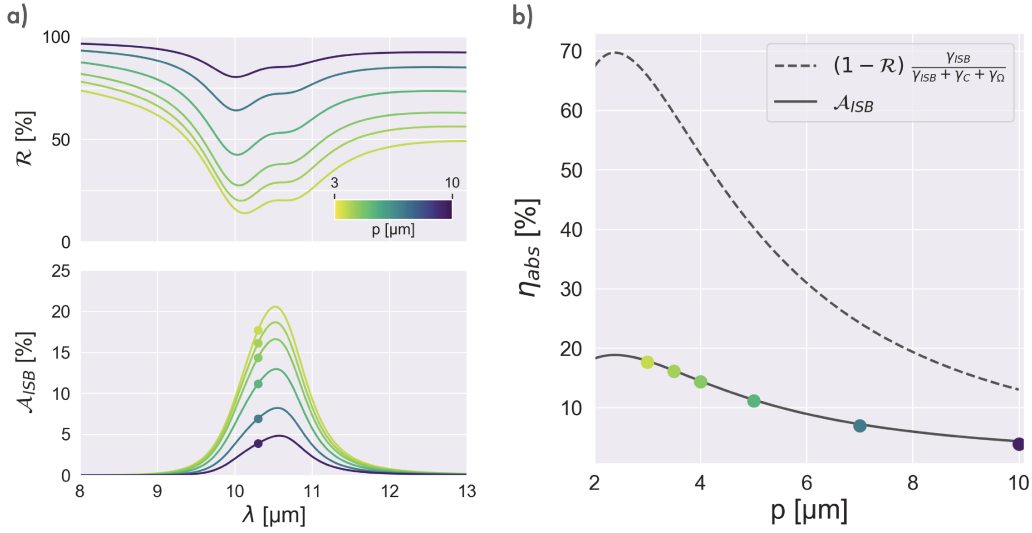


FIGURE 2.19 – a) Réflexion et rendement d'absorption \mathcal{A}_{ISB} issus des mesures pour $s=1.55\mu\text{m}$. b) Rendement d'absorption en fonction de p . La courbe pointillée représente le rendement attendu en cavité planaire, la courbe continue le rendement prévu en TCMT et les points les données expérimentales.

On souhaite maintenant comparer le rendement d'absorption obtenu en TCMT avec le modèle du rendement introduit lors de l'étude de la cavité planaire. Par définition, le rendement d'absorption de la transition ISB dans le formalisme de la TCMT est défini comme la puissance absorbée par la transition, normalisée par la puissance incidente :

$$\mathcal{A}_{ISB} = \frac{P_{abs}^{ISB}}{P_{inc}} = \frac{2\gamma_{ISB}|a_{ISB}|^2}{|s_+|^2} \quad (2.47)$$

2. Cette étude est poursuivie au sein de l'équipe par Mathurin Lagree.

Ce rendement est tracé sur la Figure 2.19a pour les différentes valeurs de p et une taille de patch de $1.55 \mu\text{m}$ accordée sur la transition ISB. Une efficacité maximale de 17% à $10.3 \mu\text{m}$ est observée. La Figure 2.19a permet de comparer la forme de l'absorption avec le spectre de réflexion totale. Le faisceau de courbes suit la même tendance que la réflexion présentée sur la Figure 2.7. À mesure que le réseau de patch est dilué, on s'éloigne de plus en plus du couplage critique par désadaptation des pertes radiatives décrites par l'équation (2.44). Lorsque le couplage avec le réseau diminue, la réflexion augmente et l'absorption ISB diminue. Ces résultats sont comparés sur la Figure 2.19b au rendement η_{abs} utilisé en cavité planaire :

$$\eta_{abs} = (1 - \mathcal{R}) \frac{\gamma_{ISB}}{\sum_i \gamma_i} \quad (2.48)$$

Cette grandeur définit la probabilité pour un photon incident d'être couplé au système, via le terme $(1 - \mathcal{R})$, puis d'être converti vers des pertes utiles $\gamma_{ISB}/(\sum_i \gamma_i)$. Durant l'étude en cavité planaire, la notion de couplage d'une onde incidente dans la structure n'est pas considérée et on suppose que $\mathcal{R} = 0$. Dans un réseau de patches, $(1 - \mathcal{R})$ permet d'illustrer la notion de contraste d'impédance entre les pertes radiatives et les pertes non radiatives. Sous cette forme, l'équation (2.48) décompose η_{abs} comme le produit entre l'efficacité du couplage optique et l'efficacité de conversion du photon absorbé en pertes utiles. Si en TCMT \mathcal{A}_{ISB} permet de rendre compte directement de l'efficacité de ces couplages, une écriture équivalente à l'approche en cavité planaire peut être obtenue à partir de l'expression de la réflexion :

$$\mathcal{R}(\omega) = 1 - \mathcal{A}_{ISB} - \mathcal{A}_{\Omega} - \mathcal{A}_c \quad (2.49)$$

En utilisant (2.31) et (2.49) :

$$\mathcal{A}_{ISB} = (1 - \mathcal{R}) \frac{\mathcal{A}_{ISB}}{\mathcal{A}_{ISB} + \mathcal{A}_c + \mathcal{A}_{\Omega}} = (1 - \mathcal{R}) \frac{\gamma_{ISB} |a_{ISB}|^2}{\gamma_{ISB} |a_{ISB}|^2 + \gamma_c |a_c|^2 + \gamma_{\Omega} |a_{\Omega}|^2} \quad (2.50)$$

Bien que les rendements d'absorption (2.48) et (2.50) décrivent la même grandeur physique, les formalismes utilisés en cavité planaire et en TCMT ne permettent pas de faire une correspondance directe entre les taux de perte définis dans chaque modèle. Dans le cas de la cavité planaire, les sources de pertes décrivent des processus d'absorption indépendants (au facteur de recouvrement près) et sans interaction avec l'extérieur. Dans le cas du résonateur patch, la TCMT décrit des résonateurs couplés entre eux avec (et par) une excitation extérieure. Bien que la dynamique de chacun des termes d'amplitudes a en fonction des paramètres du modèle reste encore mal comprise (équation 2.40), ces grandeurs semblent jouer un rôle comparable au facteur de recouvrement f développé en cavité planaire. Un travail à partir de cette hypothèse et des équations (2.40) pourrait établir

de manière plus explicite le lien entre les pertes développées dans chacun des formalismes sous la forme $\gamma_{CP}(f) \propto \gamma_{TCMT}|a|^2$.

Les rendements d'absorption prévus par ces deux formalismes (2.48) et (2.50) sont présentés sur la Figure 2.19b. Dans les deux cas, le contraste $(1 - \mathcal{R})$ est calculé à partir de l'équation (2.49) et des mesures expérimentales. Bien que les approches utilisées soient différentes, on devrait dans un cas idéal retrouver des résultats comparables. Or, les mesures expérimentales montrent une dégradation du rendement jusqu'à un facteur 3.5 près du couplage critique. Ce résultat laisse supposer qu'en pratique, les pertes sont largement sous estimées, majoritairement imputables à la diffusion d'espèces métalliques aux interfaces lors des étapes de fabrication.

2.4 Optimisation de l'absorption

Pour terminer ce chapitre, on souhaite comprendre l'influence des différents paramètres de design sur le rendement d'absorption du détecteur. Afin de donner une vision plus intuitive du problème, on se place à nouveau dans une description en cavité planaire. On décrit les pertes du système par l'absorption inter-sousbande et les pertes dans les métaux :

$$\eta_{abs} = \frac{\gamma_{ISB}}{\gamma_{ISB} + \gamma_{\Omega}} \quad (2.51)$$

D'après l'équation (2.16), les pertes ohmiques, principalement imputables aux métaux, sont inversement proportionnelles à l'épaisseur de la cavité $L_T = N_p L_p + 2L_C$ avec L_p l'épaisseur d'une période QCD et L_C l'épaisseur des contacts électriques. Par ailleurs, l'absorption dans les puits optiques augmente avec le produit ρN_p où ρ décrit le dopage des puits actifs. Ainsi, le rendement d'absorption peut être réécrit à partir de ces différentes grandeurs :

$$\eta_{abs} \approx \frac{C_{ISB} N_p \rho}{C_{ISB} N_p \rho + \frac{C_{\Omega}}{N_p L_p + 2L_C}} \quad (2.52)$$

avec C_{ISB} et C_{Ω} des constantes. La Figure 2.20 reprend la méthode de calcul des pertes en cavité présentée lors l'étude sur l'indice effectif et modélise l'effet du dopage des puits optiques et du nombre de périodes sur les différents taux de pertes γ_{ISB} et γ_{Ω} pour la structure QCD27 (dont les valeurs théoriques sont représentées par une étoile). L'augmentation de l'absorption ISB avec le dopage, telle que décrite par l'équation (2.52), est nettement visible sur la Figure 2.20a. En revanche, l'impact du nombre de période semble en contradiction avec l'expression de l'absorption dans les puits $\gamma_{ISB} = C_{ISB} N_p \rho$. En réalité, augmenter le nombre de périodes n'améliore pas significativement l'absorption dans les puits car le champ électrique se retrouve d'avantage "dilué" avec l'épaississement de la cavité. Les pertes par porteurs libres tracées sur la Figure 2.20b diminuent à mesure que le nombre de périodes augmente

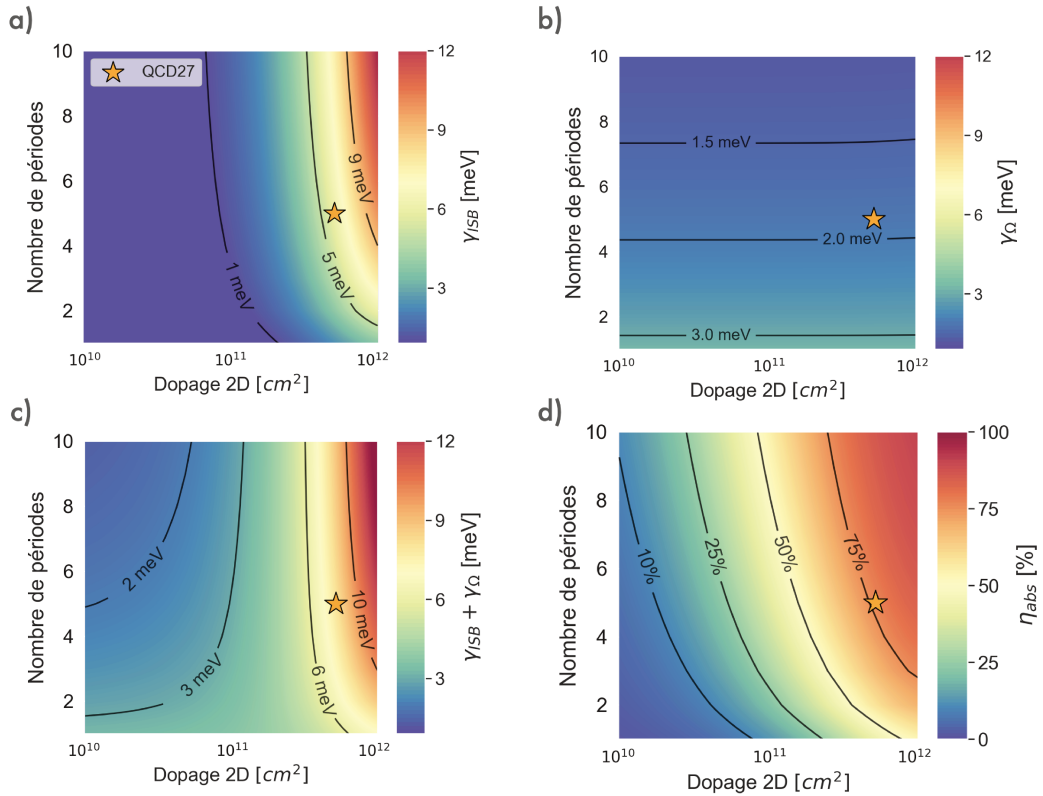


FIGURE 2.20 – Taux de pertes et rendement d’absorption en fonction du dopage et du nombre de période pour une structure type QCD27. Les performances théoriques de la structure épitaxiée sont représentées par une étoile. Simulations à 295K.

(ce qui traduit une diminution du recouvrement du mode avec les métaux) et ne varient pas avec le dopage, par définition. L’efficacité d’absorption η_{abs} est présentée sur la Figure 2.20d. Défini comme le rapport des pertes utiles sur les pertes totales, cette figure de mérite synthétise les deux critères précédents. Les structures présentant le meilleur rendement d’absorption minimisent les pertes dans les métaux (grand nombre de périodes) et maximisent l’absorption dans les puits (fort dopage).

2.5 Bilan

Dans ce chapitre, l’étude du rendement d’absorption est abordée selon deux visions différentes. Dans un premier temps, la vision en cavité planaire permet de comprendre l’interaction d’un mode optique supporté par une cavité plasmonique avec les différentes réponses dans l’empilement semiconducteur. Cette description donne une vision intuitive du problème de l’optimisation du rendement d’absorption mais ne permet pas de décrire l’interaction entre le système et un couplage extérieur.

La théorie des modes couplées, utilisée pour décrire les résultats expérimentaux sur des structures en cavité patch, propose une description dans laquelle les sources de pertes caractéristiques du système se couplent avec une excitation incidente et permet de prédire qualitativement les mesures expérimentales.

Les divergences entre ces deux approches sont supérieures à ce qui peut être espéré, et devront être sujettes à des investigations ultérieures afin de lever d'éventuels artefacts de fabrication ou de mesure expérimentale.

Enfin, dans une démarche visant à maximiser les performances du détecteur à fabriquer, ce chapitre fournit via les mesures de réflectivité le couple (s,p) pour lequel l'absorption par la transition optique est maximale. C'est à la lumière de ces résultats que la fabrication et la caractérisation du composant va se poursuivre au chapitre suivant.

Fabrication et performances DC

3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent on s'est intéressé aux différentes stratégies de couplage optique entre les transitions inter-soubandes et le rayonnement incident. Le rendement d'absorption η_{abs} constitue une caractéristique importante du détecteur sur laquelle ce chapitre s'appuie. L'étape suivante consiste à s'intéresser au rendement interne η_{int} du détecteur, liée au transport électronique et donc en étroite corrélation avec le dessin de la structure active. Cette grandeur traduit la faculté pour un photo-électron se trouvant dans l'état excité d'un puits optique à générer un courant utile aux bornes du détecteur.

Avant de présenter les performances expérimentales du détecteur, ce chapitre débute par un rappel théorique sur le rendement interne de la structure QCD. Puis, dans un second temps, le procédé de fabrication de l'échantillon QCD27 en lien avec les résultats obtenus dans les chapitres précédents est détaillé et argumenté. Les résultats expérimentaux de courant d'obscurité et de réponse spectrale sont présentés avant de refermer ce chapitre sur la description du rapport signal à bruit dans une configuration d'antenne patch.

3.1.1 Rendement quantique interne

Comme il a été vu en introduction, η_{int} est une figure de mérite clé avec le rendement d'absorption η_{abs} pour optimiser les performances d'un détecteur. La notion de rendement interne est directement liée à l'efficacité du transport du photocourant via la probabilité d'extraction notée p_e . Cette fonction de transfert décrit la probabilité pour un photon-électron se trouvant sur le niveau haut d'un puits actif à être transporté vers l'état fondamental de la période suivante. Calculée selon l'algorithme METIS présenté au Chapitre 1, la fonction de transfert pour le QCD27 est présentée sur la Figure 3.1a en fonction de la tension et de la température.

Au premier ordre, cette probabilité est calculée à partir des taux de diffusion entre les niveaux représentés sur la Figure 3.1b :

$$p_e \sim \frac{\Gamma_{B_5-B_4}}{\Gamma_{B_5-B_4} + \Gamma_{B_5-A_1}} \quad (3.1)$$

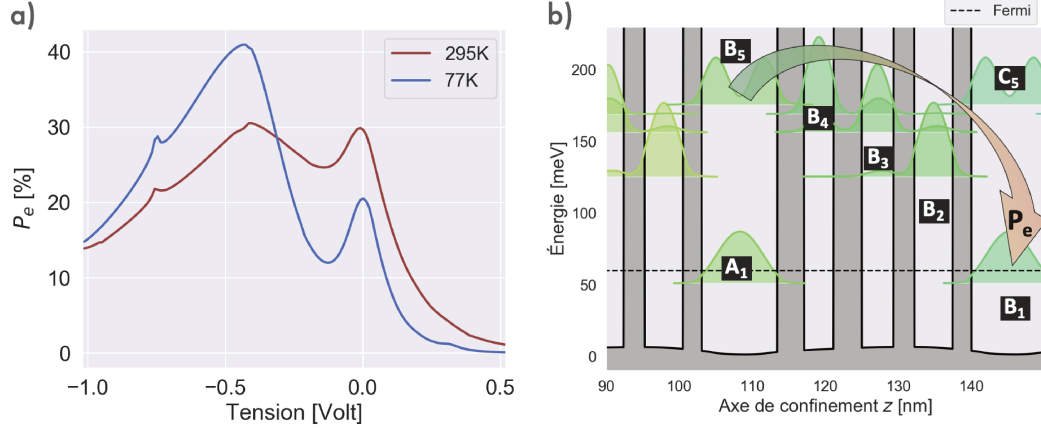


FIGURE 3.1 – a) Calcul analytique de la probabilité d’extraction en fonction de la tension et de la température. b) Structure de bande et niveaux électroniques du QCD27.

Cette simulation permet d’anticiper le maximum de la réponse à -0.4V. Dans le cas idéal, le maximum doit se trouver au voisinage du régime de tension nulle afin de bénéficier d’un courant d’obscurité le plus faible possible. La diminution de p_e avec la température est attribuée à l’augmentation du taux $\Gamma_{B_5-A_1}$ favorisée par l’émission stimulée de phonons LO, et l’activation thermique des taux remontants la cascade $\Gamma_{B_2-B_3}, \Gamma_{B_3-B_4}$ et $\Gamma_{B_4-B_5}$.

Pour obtenir l’expression du rendement interne en fonction de p_e , deux visions peuvent être utilisées. La première est directement issue du théorème de Ramo-Schockley [132, 133]. Ce théorème montre que le courant induit dans le circuit de lecture est proportionnel aux variations instantanées des lignes de flux électrostatique reçues aux électrodes et non au flux de charge aboutissant aux électrodes. En d’autres termes, une charge e traversant une période d’un QCD à N_p périodes induit un courant de e/N_p dans le circuit de lecture. En prenant en compte la probabilité d’extraction, on obtient l’expression du rendement interne :

$$\eta_{int} = \frac{p_e}{N_p} \quad (3.2)$$

La deuxième vision est issue de la mécanique des fluides. La description d’un fluide en mouvement peut se faire de deux façons, a priori, équivalentes. On peut choisir de suivre les particules fluides dans leur mouvement (point de vue de Lagrange) ou on peut faire un cliché à un instant donné du champ de vitesse de toutes les particules fluides (point de vue d’Euler). Dans le premier cas, pour qu’il y ait du photo-courant, un électron se trouvant dans la première période doit absorber N_p photons pour rejoindre les bornes du détecteur. Ce raisonnement conduit à une efficacité interne $\eta_{int} = p_e^{N_p}$.

L'erreur de cette approche est de ne considérer qu'une seule particule isolée. En réalité, dans un QCD les échanges se font entre réservoirs peuplés de $\sim 10^{11}$ cm $^{-2}$ à des fréquences de l'ordre du terahertz. Dans la vision d'Euler, l'absorption d'un photon provoque localement une perturbation de l'équilibre qui, se propageant de période en période, induit l'apparition d'un photocourant lorsqu'elle atteint les bornes du détecteur. Ce raisonnement conduit aux mêmes résultats que le théorème de Ramo-Schockley.

3.1.2 Rendement quantique externe

Le rendement quantique externe $\eta_{ext} = \eta_{int}\eta_{abs}$ permet de juger du rendement total du détecteur en prenant en compte à la fois l'efficacité du couplage optique (η_{abs}) et du rendement vers des pertes utiles (η_{int}). C'est ce paramètre qui sera utilisé pour comparer les détecteurs à différentes longueurs d'onde. En effet, bien que communément utilisée par la communauté, la réponse favorise les grandes longueurs d'onde puisque les photo-porteurs nécessitent moins d'énergie pour être produits. L'efficacité quantique externe (EQE) permet de tenir compte de la variation du flux de photons à puissance constante, en donnant une image directe du rendement de conversion photons/électrons.

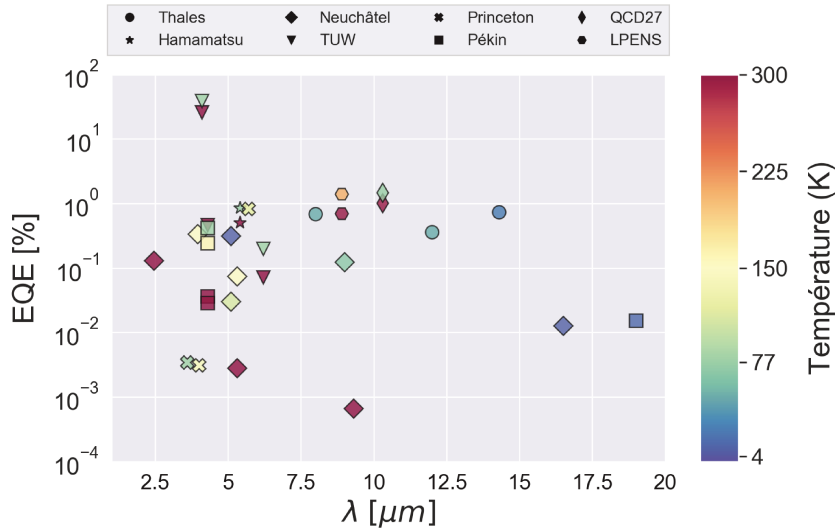


FIGURE 3.2 – Rendement quantique externe QCD publié en fonction de la température et la longueur d'onde de détection. Références : Thales [31, 134, 135], Neuchâtel [30, 136–140], Pékin [141–143], Hamamatsu [144], TUW [145–147], Princeton [148–150], LPENS [151].

La Figure 3.2 reprend l'ensemble des efficacités quantiques externes de la technologie QCD entre 2.5 et 20 μm disponibles dans la littérature.

La première démonstration de QCD, réalisée à l'Université de Neuchâtel, a été publiée en 2002 [30]. Dans ces travaux, des structures lasers QCL InGaAs/AlInAs sur InP sont détournées de leur fonctionnement habituel vers un régime de photo-détection dans lequel des efficacités quantiques externes inférieures à 0.003 % sont démontrées. Malgré des rendements bien en dessous des QWIP et MCT d'alors, l'avantage de ces nouvelles structures réside dans leur capacité à fonctionner en régime photovoltaïque, ce qui a permis dès les premières démonstrations des mesures de réponse jusqu'à 325K grâce à un faible courant d'obscurité à 0V. Depuis, le développement des QCD s'est étendu au reste de la gamme infrarouge jusqu'au térahertz [139, 152] et s'ouvre à de nouvelles fonctionnalités comme la réponse sur une large bande spectrale [140], le régime haute fréquence avec des temps de réponse inférieurs à la nanoseconde [151, 153] ou encore la bi-intégration laser-détecteur de structures QCLD [145, 154].

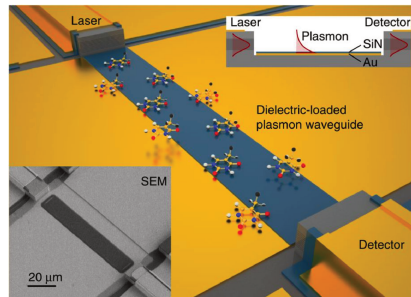


FIGURE 3.3 – Exemple de bi-intégration QCD/QCL. Schéma tiré de [154].

Toutefois, l'EQE pour l'ensemble de ces résultats reste généralement en dessous de 1%. Avec une absorption dans les puits de l'ordre du % [155] et en considérant deux passages dans la zone active en couplage par la face à 45° , il faut empiler de l'ordre d'une dizaine de périodes ou plus pour absorber une part significative du signal. Or l'efficacité quantique interne des QCD est limitée par le facteur $1/N_p$ avec N_p le nombre de périodes. C'est ce compromis entre l'absorption et l'efficacité interne qui explique les faibles EQE présentées sur la Figure 3.2.

Parmi ces résultats cependant, on trouve une démonstration d'efficacité quantique externe de 40% à température ambiante, pour une structure à une période, en géométrie guidée. Bien que l'examen de cette question mené en fin de chapitre semble indiquer que la configuration à une période ne constitue pas le meilleur compromis sur les performances d'un QCD en cavité patch, ces travaux montrent qu'une EQE de plusieurs dizaines de % est tout à fait envisageable pour un détecteur QCD. L'échantillon QCD27 étudié de ce manuscrit est composé de 5 périodes pour un rendement d'absorption expérimental à $10.3\mu\text{m}$ de 17%. On s'attend donc à une EQE maximale de 3.4%.

3.2 Fabrication

Afin d'optimiser les performances du composant à réaliser, le procédé de fabrication est guidé par les éléments évoqués au chapitre précédent. La structure QCD27 présentée dans ce manuscrit est épitaxiée par jet moléculaire (*Molecular Beam Epitaxy*) sur substrat InP de deux pouces. Ce design est composé de cinq périodes InGaAs/AlInAs complétées par des couches de contacts électriques InGaAs de 50 nm d'épaisseur, dopés n par des impuretés de silicium à une concentration de $6 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ pour une épaisseur totale de 306 nm. La fiche d'épitaxie des échantillons est consultable en Annexe B.

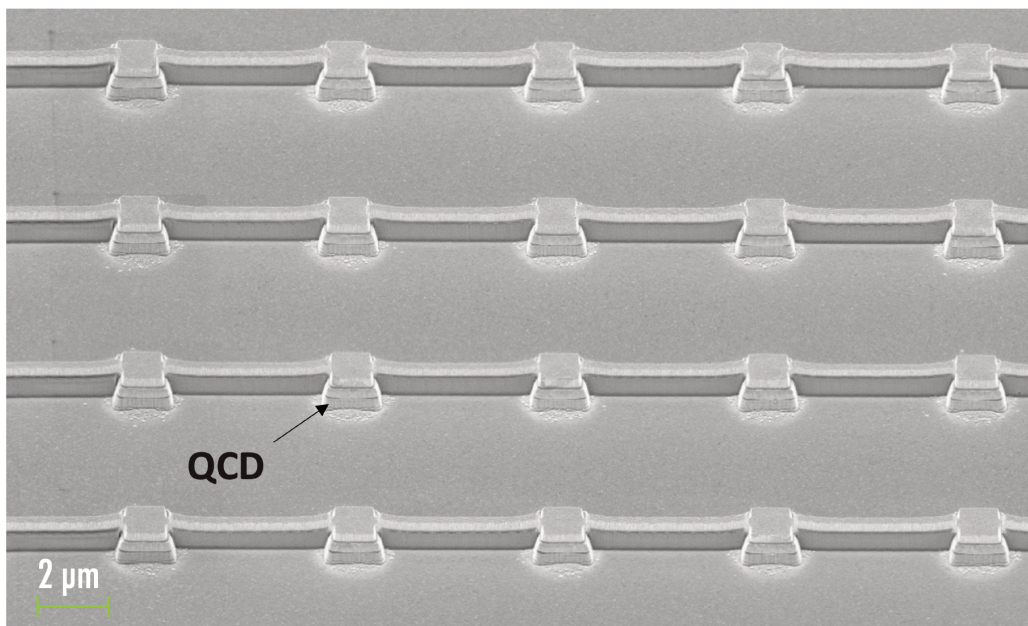


FIGURE 3.4 – Aperçu en microscopie électronique à balayage (MEB) du réseau de patches à réaliser.

3.2.1 Collage

Pour réaliser la cavité métallique contenant la couche active, il est nécessaire de pratiquer un report de l'épitaxie sur un substrat métallisé. Le choix d'un collage par thermocompression Au-Au est motivé par les résultats sur l'étude des pertes métalliques du mode MIM et les qualités de l'or en tant que matériau de collage, présentant des températures de procédé inférieures à 200°C [156, 157]. Cette vigilance sur le budget thermique sera le fil conducteur tout au long du procédé de fabrication afin de veiller à ne pas accentuer les phénomènes de diffusion de l'or au sein de la couche semiconductrice [158].

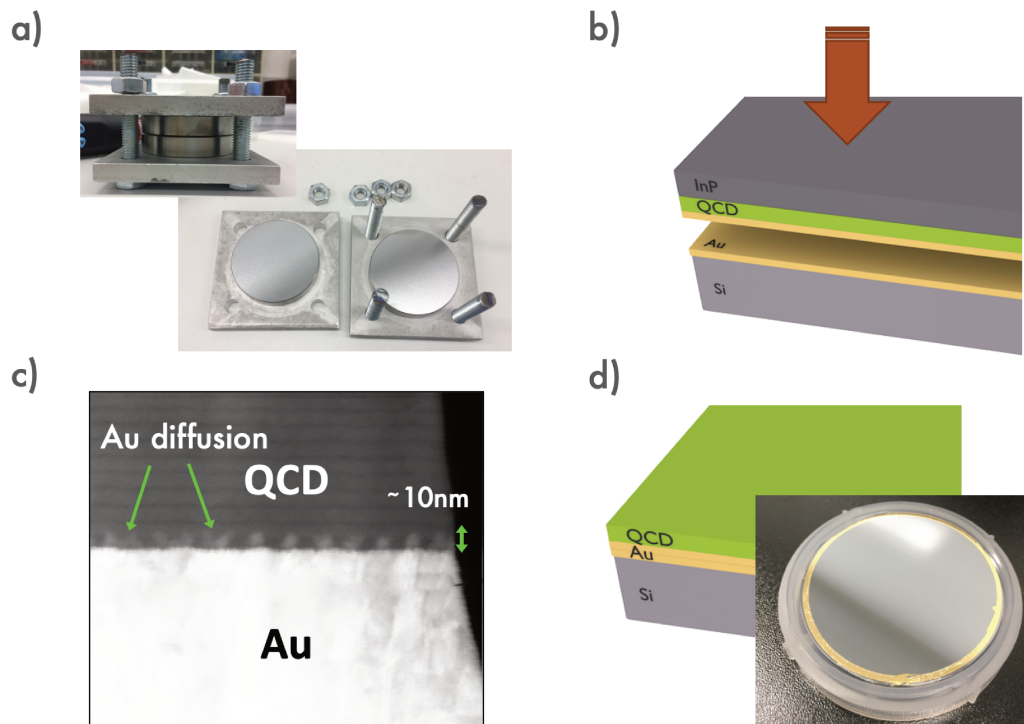


FIGURE 3.5 – a) Photos de la presse utilisée pour la thermocompression. b) Schéma du report de l'épitaxie sur substrat de silicium par thermocompression Au-Au. c) Image TEM de l'interface de collage sur un échantillon témoin. d) Échantillon après le retrait du substrat InP. La zone grise délimite l'épitaxie autour de laquelle l'or déposé sur le silicium est visible.

La première étape de fabrication est présentée sur la Figure 3.5. Une presse à vis (Figure 3.5a) est utilisée pour la compression à chaud de l'échantillon. Les faces "avant" du QCD et d'un substrat de report en silicium haute résistivité sont métallisées avec 200 nm d'or avant d'être mises en contact, compressées et recuits dans la presse (Figure 3.5b). Un cliché au microscope électronique à transmission, présenté sur la Figure 3.5c, permet d'estimer l'impact du budget thermique de cette première étape sur la stabilité de la métallurgie utilisée. La diffusion de l'or vers la couche active est estimée à 10nm. Bien que cette diffusion ne concerne que les premières couches contacts du QCD, les performances du détecteur peuvent être affectées par cette diffusion et peuvent expliquer l'écart entre les performances théoriques et expérimentales du chapitre précédent.

Cette première étape se termine par le retrait du substrat d'InP utilisé pour l'épitaxie grâce à une gravure humide sélective par de l'acide chlorhydrique. Le résultat est présenté sur la Figure 3.5d. Au terme de cette première étape, des bulles à l'in-

terface de collage peuvent apparaître suite à un dépôt inopiné d'impuretés lors de la phase de mise en contact des plaques à coller. Ce phénomène, bien qu'atténué par une vigilance particulière portée à la propreté de l'environnement pendant les manipulations, limite cependant la suite de la fabrication aux procédés lithographiques sans contact, afin d'éviter tout phénomène d'arrachement lié à la présence de bulles à l'interface de collage.

3.2.2 Gravure des surfaces supports

L'étape suivante du procédé consiste à délimiter et isoler électriquement les zones qui serviront à accueillir chaque réseau d'antennes patches. En pratique, plusieurs designs de s et p sont dessinés pour balayer expérimentalement les différents couples (s,p) afin de trouver (i) l'accord entre la résonance de la cavité et la transition ISB (variation selon s) et (ii) le couplage critique (variation selon p). Cette étape est représentée sur la Figure 3.6 dans le cas d'une zone correspondant à un couple (s,p) . La zone à décaisser est protégée à l'aide d'une résine négative électrosensible insolée par faisceau d'électrons. L'échantillon est ensuite bombardé par des atomes d'argon selon un procédé d'usinage ionique *Ion Beam Etching* (IBE). Cette gravure a l'avantage de proposer un budget thermique limité ($<50^{\circ}\text{C}$) ainsi qu'une gravure anisotrope et non sélective permettant la gravure de la couche active et du plan de masse en une seule étape. Un suivi de gravure par spectrométrie de masse des ions secondaires *Secondary Ion Mass Spectrometry* (SIMS) contrôle l'épaisseur de la gravure afin d'arrêter le procédé au niveau du plan de silicium qui viendra accueillir la future ligne de transmission.

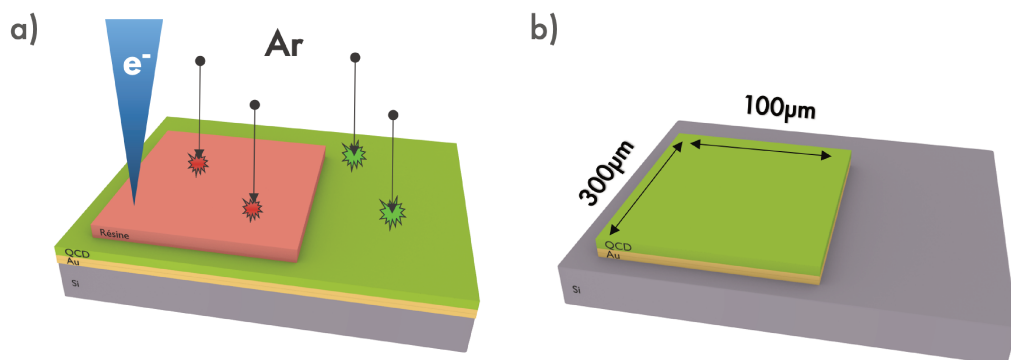


FIGURE 3.6 – a) Insulation par lithographie électronique et gravure ionique. b) Résultat après gravure.

3.2.3 Gravure des patches

Les résonateurs sont définis dans un premier temps grâce au dépôt métallique par *lift-off* de la partie supérieure de l'antenne, constituée d'un empilement d'or et de palladium de 170 et 30 nm.

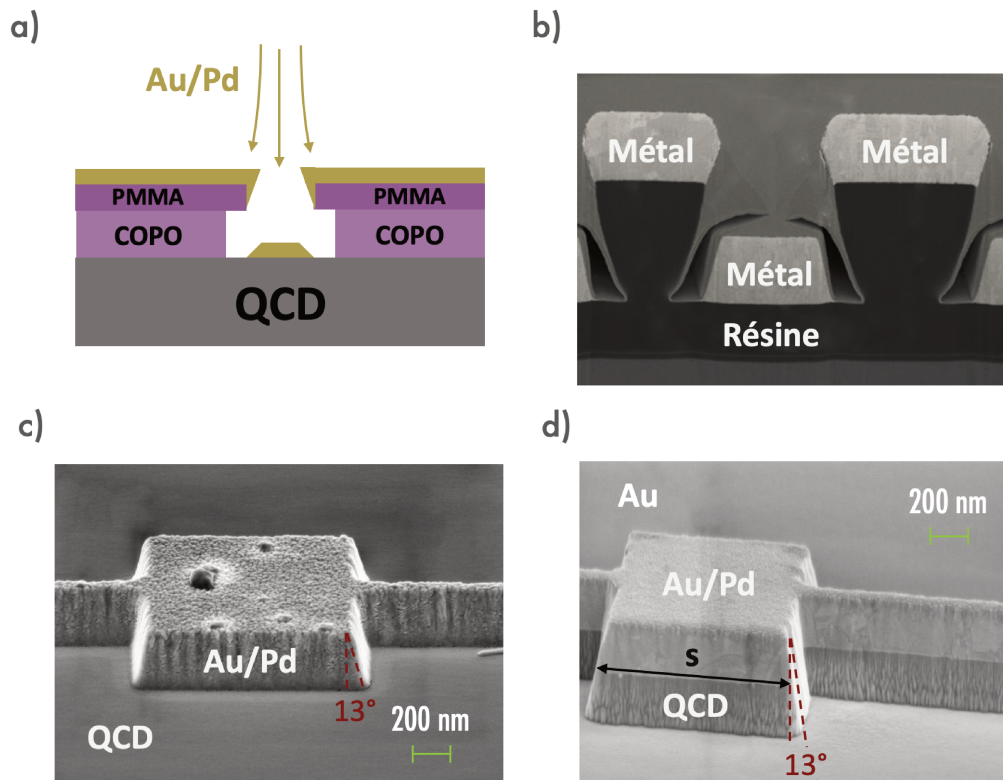


FIGURE 3.7 – a) Illustration de l'effet de fermeture de la résine par dépôt sur les flancs. b) Image MEB d'un dépôt métallique incliné induit par la fermeture de la résine. Illustration tirée de [159]. c) Image MEB du dépôt supérieur pour le QCD27. d) Profil du résonateur après gravure ICP.

Ce dépôt est effectué après l'insolation électronique de résines positives (COPO et PMMA 950K) et du développement de ces dernières. La métallisation par évaporation, réputée anisotrope, est utilisée pour limiter l'effet de fermeture de résine illustré sur les Figures 3.7a et 3.7b. En pratique, ce phénomène induit un profil du métal estimé à 13° (Figure 3.7c) qui se reporte sur le reste de la structure patch (Figure 3.7d) pendant l'étape suivante. On montre numériquement par FDTD que l'influence de ce profil sur l'indice effectif du mode TM_0 est négligeable et on définit la taille s des résonateurs comme la longueur à l'interface supérieure entre le métal et le QCD.

Une fois le métal déposé (Figure 3.8a) la partie inférieure de la structure patch est dégagée par une gravure ionique *Inductively Coupled Plasma* (ICP) dans un plasma méthane-hydrogène. En plus d'un budget thermique limité ($< 70^{\circ}\text{C}$) la sélectivité de ce procédé permet d'utiliser la partie supérieure de l'antenne préalablement déposée comme masque de gravure, assurant un auto-alignement de la structure. L'ensemble des mécanismes de gravure physiques et chimiques de cette méthode est détaillé dans [160]. Les échantillons utilisés pour les mesures optiques en réflexion du chapitre précédent sont arrêtés à ce stade de la fabrication.

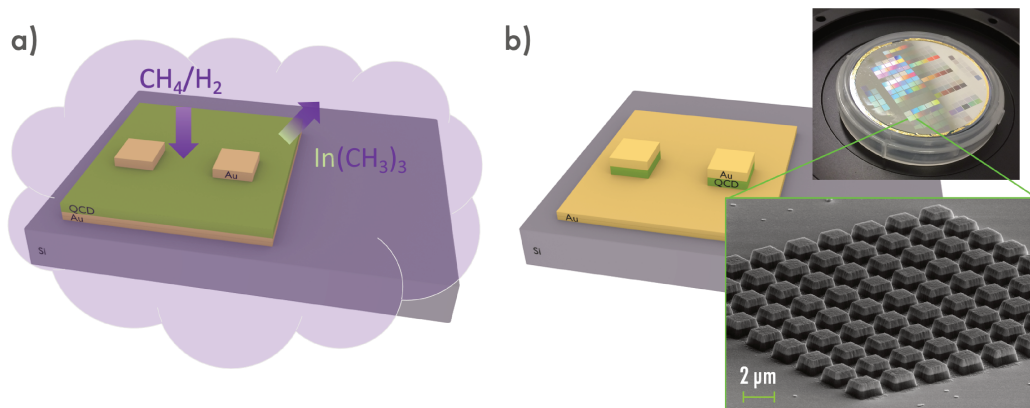


FIGURE 3.8 – a) Gravure par plasma CH_4/H_2 après dépôt du métal supérieur de la cavité b) Résultat après gravure.

3.2.4 Dépôt des fils

Pour assurer la circulation du courant, l'ensemble des résonateurs doit être connecté électriquement et raccordé à une ligne de transmission chargée de collecter et d'acheminer le signal. La méthode traditionnellement privilégiée pour les composants hyperfréquences consiste à effectuer les raccords grâce à des structures à pont à air. Si cette solution présente l'avantage de limiter les effets de capacités parasites, délétères lors d'un fonctionnement AC, elle nécessite des étapes de recuit et de fluage de résines à 150°C [161, 162], problématiques au regard de la diffusion des métaux.

Pour limiter la capacité électrique du dispositif tout en contrôlant le budget thermique de cette étape, une méthode de planarisation localisée à basse température a été développée. Le principe consiste à utiliser une résine inorganique, l'hydrogène silsesquioxane (HSQ), dont les propriétés mécaniques et électriques après réticulation par faisceau d'électrons sont comparables à celles de l'oxyde de silicium SiO_2 [163, 164]. Par ailleurs, il est possible de contrôler l'épaisseur réticulée

de cette résine négative en ajustant la dose d'électrons¹ et ainsi créer des rampes pour planariser des objets de hauteurs différentes. Cette solution, illustrée sur la Figure 3.9c, est utilisée pour raccorder le plan de masse avec la ligne coplanaire ainsi qu'à l'aplomb des résonateurs, évitant les effets de ruptures métalliques.

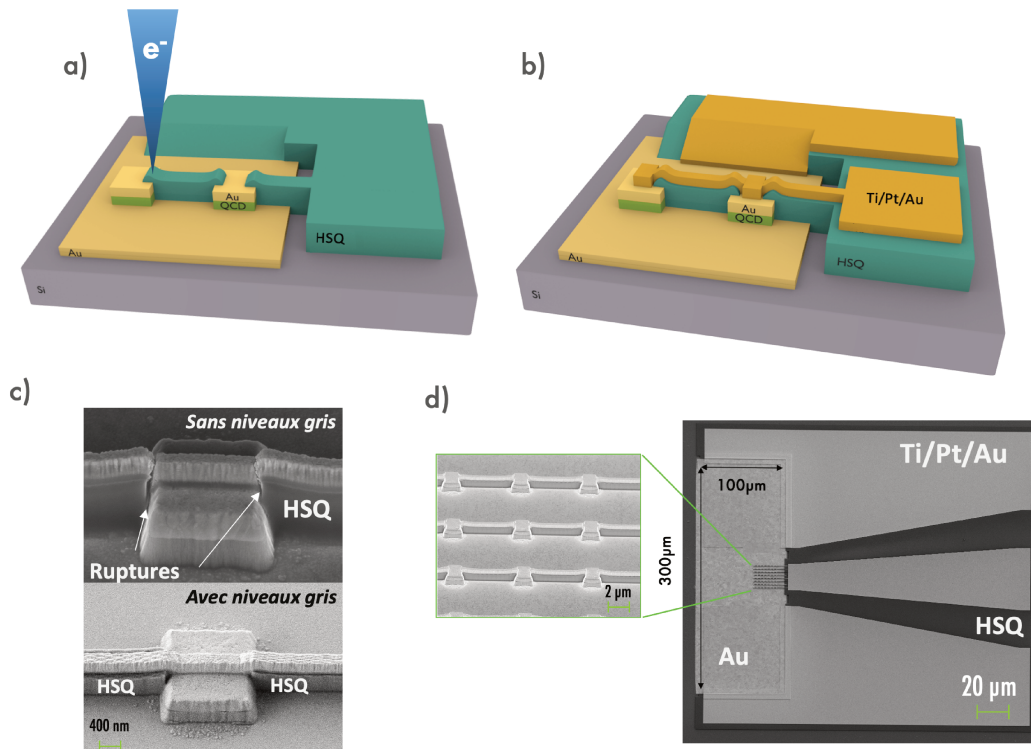


FIGURE 3.9 – a) Insolation en niveau de gris de l'HSQ. b) Dépôt métallique des fils et de la ligne coplanaire. c) Comparaison d'écritures avec et sans niveau de gris et illustration de l'intérêt de la planarisation. d) Composant final

La dernière phase du procédé de fabrication, présentée sur la Figure 3.9b, consiste à déposer les fils d'interconnexion ainsi que la ligne coplanaire sur les structures HSQ réalisées. Cette opération est effectuée grâce à une écriture électronique des motifs dans un bi-couche (COPO PMMA 950K) suivi d'un dépôt par évaporation Ti/Pt/Au de 20/80/200nm. Le résultat final est présenté sur la Figure 3.9d.

Au terme de la fabrication les échantillons sont découpés puis, selon les besoins, collés sur céramique et câblés par *Wedge-bonding* (Figure 3.10a) pour des mesures en régime continu ou simplement mesurés directement sur plaque lors des mesures RF.

1. Ces contrastes de doses sont aussi appelés niveaux de gris

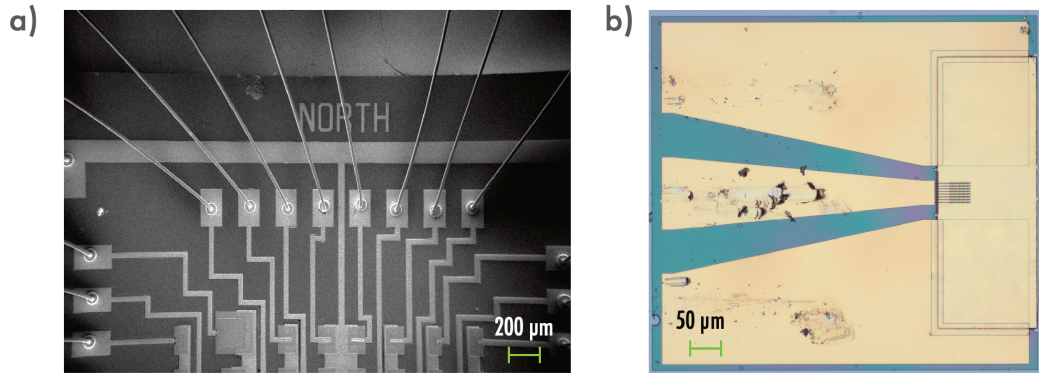


FIGURE 3.10 – a) Image MEB d'un échantillon câblé par *Wedge-bonding* pour les mesures DC. b) Photo d'un échantillon dédié aux mesures RF après plusieurs posés de pointe.

3.3 Performances expérimentales

3.3.1 Courant d'obscurité

Une première étape de caractérisation pouvant valider le procédé de fabrication consiste à mesurer le courant d'obscurité d'échantillons de surfaces différentes, issus de la même épitaxie. Cette première caractérisation expérimentale est présentée sur la Figure 3.11 pour deux composants de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ et $25 \times 25 \mu\text{m}^2$.

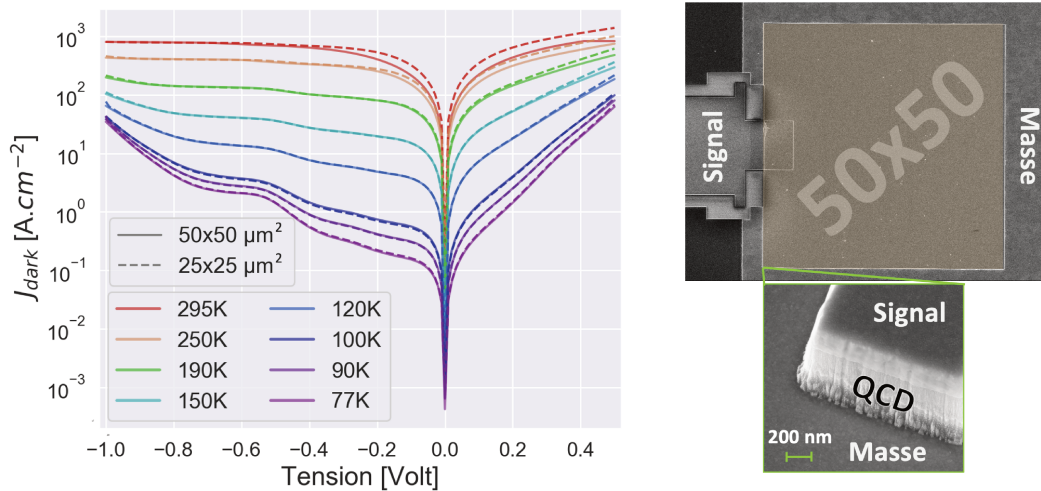


FIGURE 3.11 – Mesures de la densité de courant d'obscurité en fonction de la tension et de la température pour deux surfaces différentes de composant.

La superposition des densités surfaciques de courant indique que le transport est contrôlé par la structure QCD avec un comportement redresseur caractéristique. En outre ces courbes illustrent l'avantage des composants unipolaires puisque qu'aucun effet de surface n'est visible. Les densités de courant sont quasiment indépendantes de la surface. Seule une différence à forts courants semble indiquer la présence d'une résistance série variable d'un échantillon à un autre, imputée à une variabilité de fabrication et de raccordement de la ligne signal.

Sur la Figure 3.12a, la mesure précédente pour l'échantillon $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ est comparée avec le courant d'obscurité prévu par le modèle METIS. Un très bon accord est observé sur les gammes de tensions et de températures étudiées. Le régime de RDN à -0.55V correspond au croisement des niveaux A_1 et B_2 . L'amortissement de cet effet avec la température est une image directe de la redistribution des porteurs dans la structure. À mesure que la température augmente, les électrons sont de moins en moins localisés sur le niveau A_1 . Le même effet est prévu par la théorie à 0.3V , correspondant à un alignement des niveaux C_5 et B_3 .

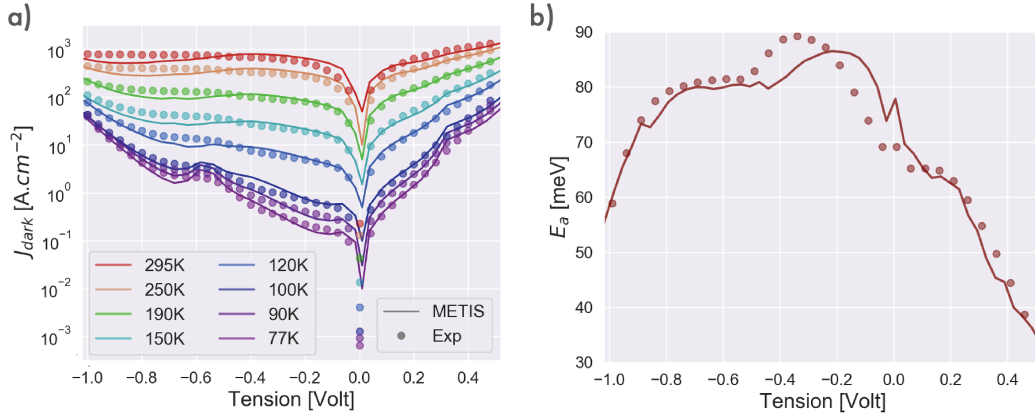


FIGURE 3.12 – a) Comparaison de la densité de courant d'obscurité mesurée et simulée. b) Énergie d'activation mesurée et calculée.

Les énergies d'activation théoriques et expérimentales sont présentées sur la Figure 3.12b. Ces valeurs sont obtenues en ajustant les faisceaux de courbes en fonction de la température à chaque point de tension à partir de la dépendance thermique du courant d'obscurité :

$$J_{\text{dark}}(T) \propto \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad (3.3)$$

Le maximum de l'énergie d'activation (90meV à -0.4V) correspond à la différence d'énergie entre le niveau de Fermi et le niveau B_5 sur la Figure 3.1b. À cette valeur de tension, le chemin suivi par le courant d'obscurité est comparable à celui suivi par

le photo-courant et les transitions diagonales A_1 vers $B_{4,3,2}$ sont minimales. Cette valeur de tension maximise le rapport signal à bruit (SNR) puisqu'elle correspond également au maximum de la fonction de transfert p_e . Cette correspondance ne découle pas d'un lien de cause à effet mais est le signe d'une bonne optimisation du transport. L'origine du décalage en tension sur la Figure 3.12b à $-0.3V$ pourrait provenir d'une résistance série parasite.

3.3.2 Réponse

Dans cette étape de caractérisation on s'intéresse à la réponse spectrale des échantillons fabriqués selon le procédé précédent. Le montage expérimental utilisé est présenté sur la Figure 3.13. La source modulée d'un spectromètre à transformée de Fourier est acheminée et focalisée sur l'échantillon installé dans un cryostat dont la température est réglée par un flux d'azote. Le photo-courant généré par l'échantillon est alors dirigé vers un amplificateur trans-impédance (TIA) à bas bruit dont le rôle est d'amplifier de signal à mesurer et de le convertir en tension V_{in} renvoyée vers le FTIR pour générer le spectre de réponse de l'échantillon.

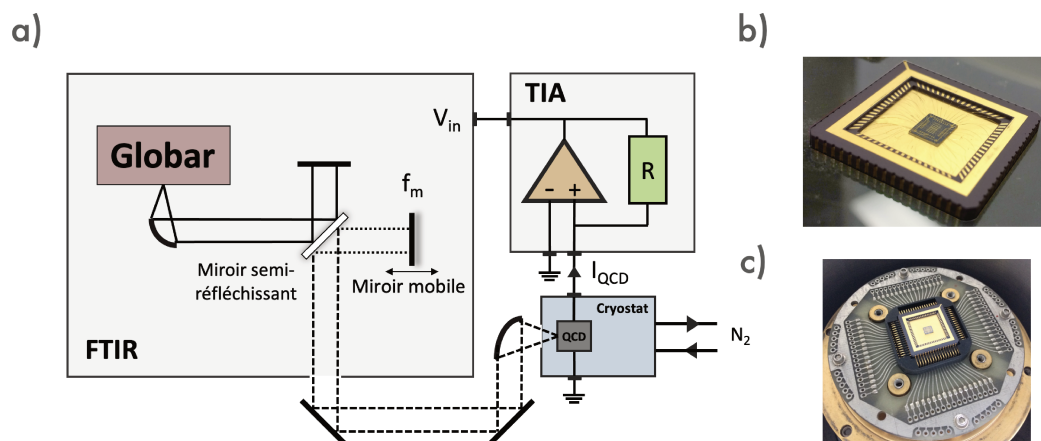


FIGURE 3.13 – a) Montage expérimental pour les mesures de spectres de réponse en courant. b) Échantillon collé et câblé sur son embase. c) Échantillon monté dans le cryostat.

Afin d'affranchir les spectres du gabarit spectral de la source, les mesures sont normalisées par la distribution spectrale du corps noir dont la mesure est préalablement effectuée sur un détecteur pyroélectrique en sulfate de triglycine (DTGS). Si la réponse de ce détecteur peut être supposée plate sur la gamme de longueurs d'ondes d'intérêt, elle peut cependant varier avec la fréquence f_m de modulation du miroir mobile du FTIR. Pour tenir compte de cet effet durant la phase de calibration, la fonction de transfert fréquentielle du DTGS est déterminée à partir du procédé proposé dans [165], sous forme d'un polynôme du 3^{ème} degré. Le spectre issu de la

mesure sur le DTGS s'écrit :

$$\mathcal{H}_{DTGS}(\lambda) = \mathcal{S}_{blackbody}(\lambda) \times T_{path}(\lambda) \times \frac{\mathcal{R}_{DTGS}(\lambda)}{a + bf_m + cf_m^2 + df_m^3} \quad (3.4)$$

avec a , b , c et d des constantes déterminées à partir des mesures préliminaires sur le DTGS pour plusieurs fréquences de modulation f_m . Ainsi, la réponse intrinsèque des échantillons est obtenue en divisant les spectres bruts par (3.4).

Les mesures de réponse normalisées sont présentées sur la Figure 3.14 pour différentes températures et tailles de patch. Toutes les mesures sont effectuées à tension nulle. L'incertitude de mesure, représentée par l'épaisseur des courbes expérimentales, est déterminée à partir de plusieurs mesures sur les valeurs de périodes p différentes à taille de patch constante. Cette approche est valable dans la mesure où la variation de p ne change, au premier ordre, que le contraste de la réponse, ce qui justifie le regroupement des mesures en p à s contenant une fois normalisées comme illustré sur la Figure 3.14b pour $s=1.55 \mu\text{m}$.

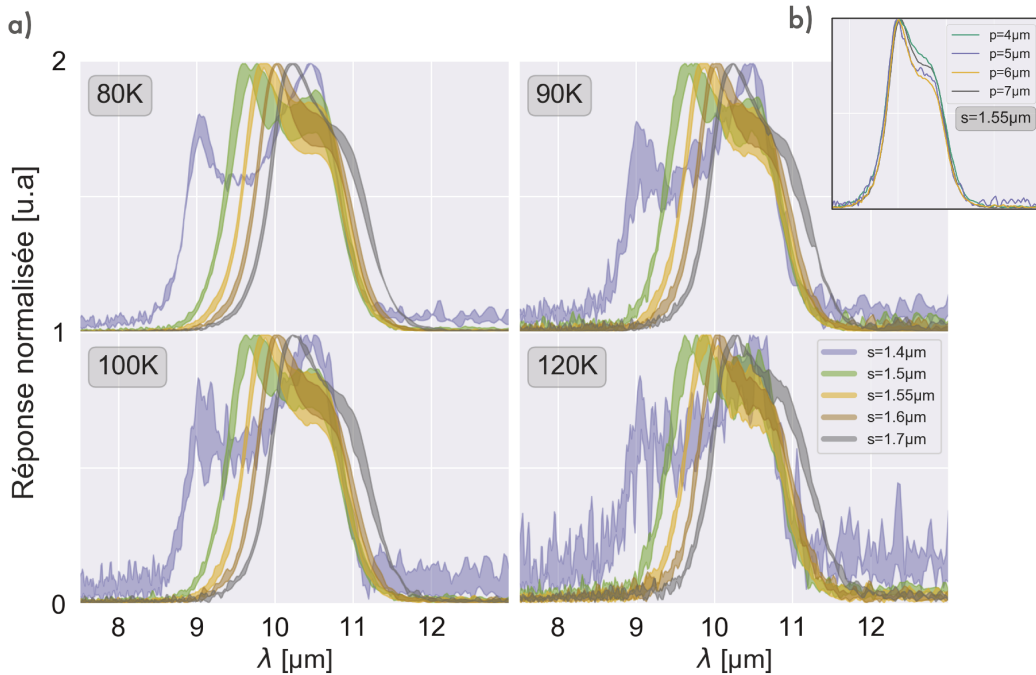


FIGURE 3.14 – a) Spectre de réponse normalisés en fonction de la température. b) Spectres normalisés à 77K et $s = 1.55 \mu\text{m}$ en fonction de p .

La dégradation rapide du rapport signal à bruit en fonction de la température peut être expliquée d'une part, par le dopage élevé du QCD27, induisant un courant d'obscurité important bien que les mesures soient réalisées à tension nulle, et par

un couplage à la radiation incidente peu efficace (problème d'alignement, faible puissance incidente et nombre de patchs insuffisant pour intersecter l'ensemble du faisceau FTIR).

La variation avec s décale spectralement le double pic de réponse via le changement de fréquence propre de la cavité patch telle que décrit au chapitre précédent. Dans ce régime de couplage fort, le design $s=1.7\ \mu\text{m}$ possède un pic de réponse à $10.3\ \mu\text{m}$ qui pourrait laisser croire sur ces spectres normalisés que ce design est le plus résonnant à $10.3\ \mu\text{m}$. En réalité, le design $s=1.7\ \mu\text{m}$ est beaucoup moins bien couplé à la radiation et doit présenter, quantitativement, moins de réponse à $10.3\ \mu\text{m}$ (visible sur le rapport signal à bruit).

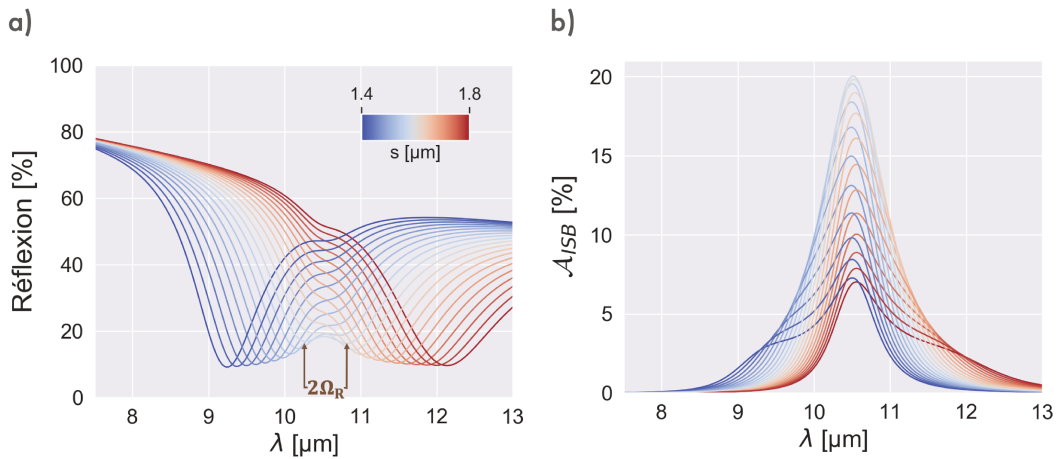


FIGURE 3.15 – Simulation en théorie des modes couplés de la réflexion et de l'absorption ISB normalisées par la puissance incidente pour la structure QCD27 à $p=3\ \mu\text{m}$.

Un premier élément théorique confirmant cette hypothèse est apporté par l'étude de l'absorption développée en théorie des modes couplés. La Figure 3.15 présente une simulation de la réflexion et de l'absorption par la transition ISB normalisées par la puissance incidente pour la structure QCD27, en fonction de la taille du résonateur pour un pas de réseau fixe de $3\ \mu\text{m}$. Si on observe un décalage des pics de réflexion avec la taille du résonateur, l'absorption ISB reste centrée sur la valeur de la transition dans le puits, estimée à $10.5\ \mu\text{m}$ et seule l'amplitude varie avec s . Numériquement, le maximum de l'absorption ISB correspond à une taille de patch $s=1.57\ \mu\text{m}$ et c'est donc à cette valeur que le maximum de réponse est attendu.

Par ailleurs, en régime de couplage fort, la résonance du mode de cavité avec la transition ISB ne correspond pas à un pic de réflexion mais se trouve au milieu des deux pics séparée par deux fois l'énergie caractéristique du couplage Ω_R . Le même phénomène apparaît sur les spectres de réponse.

Le deuxième élément pour confirmer expérimentalement cette hypothèse est présenté sur la Figure 3.16. Dans cette mesure, le spectromètre FTIR est remplacé par un laser QCL à $10.3 \mu\text{m}$ focalisé sur l'échantillon à l'aide d'une lentille en ZnSe de 5 cm de focale. Le diamètre du spot dans le plan de focalisation est estimé par une mesure au couteau à $25 \mu\text{m}$, pour une taille de dispositif de $24 \mu\text{m}$ et la puissance optique, mesurée par une thermopile, est ajustée à l'aide de filtres optiques à densités. La tension aux bornes du détecteur est mesurée pour différentes valeurs de p et de s . Contrairement aux spectres de réponse de la Figure 3.14, les mesures sont effectuées à température ambiante ce qui confirme l'hypothèse d'un problème de puissance optique insuffisante lors des premières mesures. Par ailleurs, le balayage en s et p permet de confirmer l'existence du couplage optimal prévu par la TCMT pour $s = 1.55 \mu\text{m}$ et $p = 3 \mu\text{m}$.

En dépit d'une très forte non linéarité dans ce régime photovoltaïque, une réponse de 280 V/mW est mesurée à faible flux. Pour être pertinente, cette valeur élevée de la réponse, déjà observée dans des structures QCD sur substrat GaN [166], est à mettre en regard avec le bruit de Johnson-Nyquist proportionnel à $4k_B T/R$ dans un tel régime, non étudié dans ce travail.

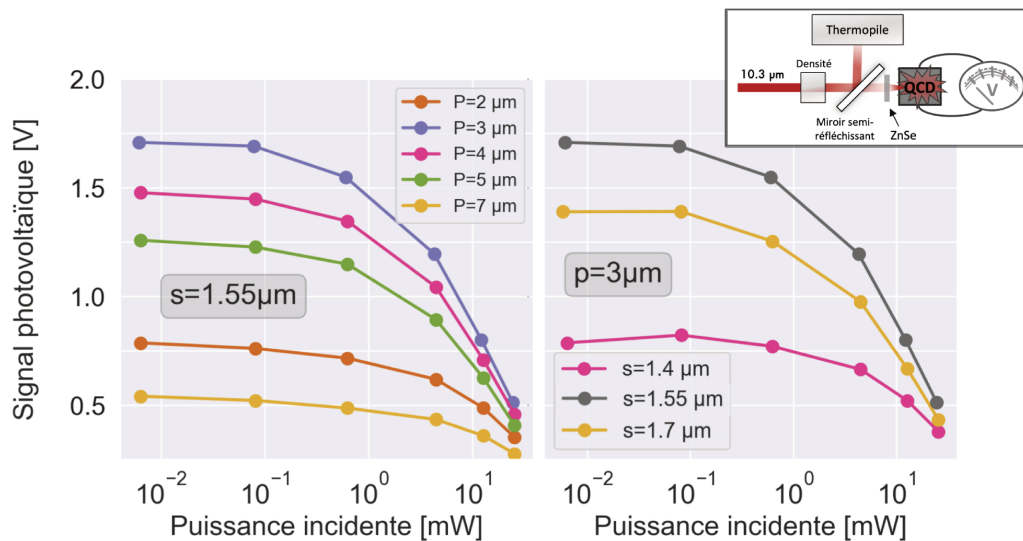


FIGURE 3.16 – Réponse à $10.3 \mu\text{m}$ en régime photovoltaïque pour différentes valeurs de s , p et de puissances optiques incidentes à température ambiante.

Pour terminer l'étude des performances du détecteur, on souhaite réaliser une mesure quantitative de la réponse en photo-courant. Le banc expérimental utilisé est présenté sur la Figure 3.17.

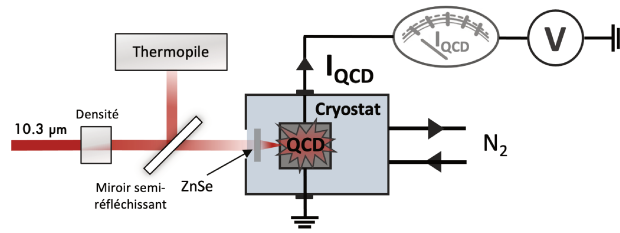
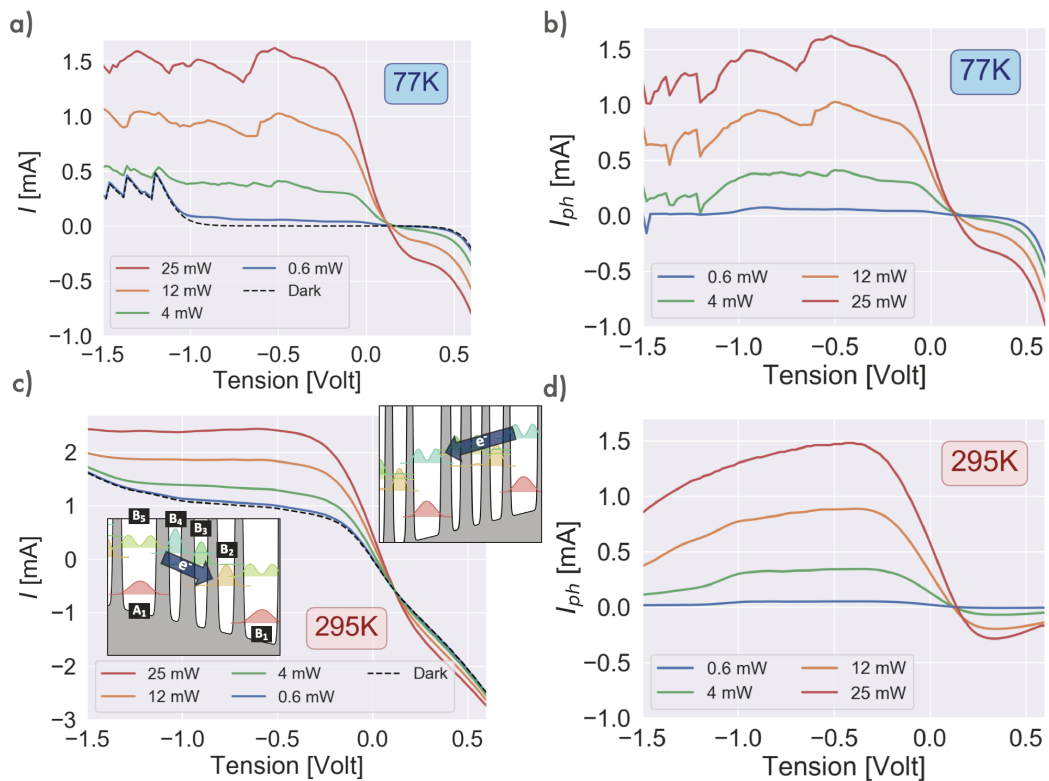


FIGURE 3.17 – Montage expérimental pour la mesure de réponse en photo-courant.

Le montage utilisé lors des mesures de réponse photovoltaïque est complété par un cryostat pour effectuer des mesures en température et une source de tension est ajoutée pour appliquer une différence de potentiel aux bornes du détecteur. Le courant est mesuré à l'aide d'un pico-ampèremètre. Les courbes de courant et de photo-courant en fonction de la température, la tension et la puissance incidente sont présentées sur la Figure 3.18.

FIGURE 3.18 – Courant I et photocourant I_{ph} en fonction de la tension et de la puissance incidente à 77K et 295K.

Plusieurs caractéristiques de ces IV suivent la dynamique attendue pour ce type de composant :

- Un comportement redresseur est observé. On s'intéresse à la polarisation inverse qui correspond à un flux d'électron net allant de gauche vers la droite sur les structures de bandes présentées sur la Figure 3.17c, minimisant le courant d'obscurité.
- Le courant d'obscurité augmente fortement avec la température. En revanche le photocourant varie peu avec l'agitation thermique. Ceci traduit un maintien de la population électronique dans le niveau bas A_1 du puits optique avec la température et donc une absorption A_1 vers B_5 qui varie peu. Par ailleurs, le transport à travers les niveaux de la cascade B_{4-3-2} est favorisé avec l'augmentation de la température car contrôlé par l'émission de phonons LO. Cette dynamique marque une différence majeure avec les détecteurs QWIP dans lesquels la probabilité de capture des photo-porteurs dans un puits augmente avec la température [26] et se traduit par une chute de la réponse.
- Un régime de résistance différentielle négative (RDN) [167] est visible à basse température, semblable aux régimes de RDN étudiés pour les structures QWIP [168–170]. Cette caractéristique trouve son origine dans l'anti-croisement de niveaux électroniques dans la structure de bande. Ces anti-croisements correspondent à des régimes instables illustrés sur la Figure 3.19. À faible tension, le champ électrique est homogène dans toute la structure et la courbe présente une pente positive. Au delà de la tension V_1 correspondant à un alignement des niveaux électroniques A_1 et B_2 le système rentre dans un régime instable. Si la tension augmente davantage, une première période de la structure voit son champ électrique varier brusquement passant de V_1 à V_2 . Le reste de la structure quant à elle voit son champ chuter par conservation du champ total, ce qui correspond à la première dent sur le courant d'obscurité de la Figure 3.18a à -1.1V. Ce phénomène se reproduit lorsque la tension continue d'augmenter (en valeur absolue), autant de fois qu'il y a de périodes dans la structure. Sur les mesures de courant d'obscurité, 3 dents, correspondants aux 3 premières périodes, sont visibles. Un autre régime de RDN est également visible sur le photocourant à -0.6V et correspond à une résonance des niveaux A_2 et B_4 . À température ambiante, ces effets sont négligeables devant le transport des électrons chauds qui se fait par le haut de la cascade.
- En polarisation positive, on constate une augmentation rapide du photocourant à 77K à partir de 0.5V. Ce régime est associé à un comportement type QWIP, dans lequel le transport des photo-porteurs s'effectue au dessus du niveau fondamental des puits actifs en passant de B_5 vers B_{2-3-4} . Cet effet disparaît avec la température avec l'augmentation du courant d'obscurité.

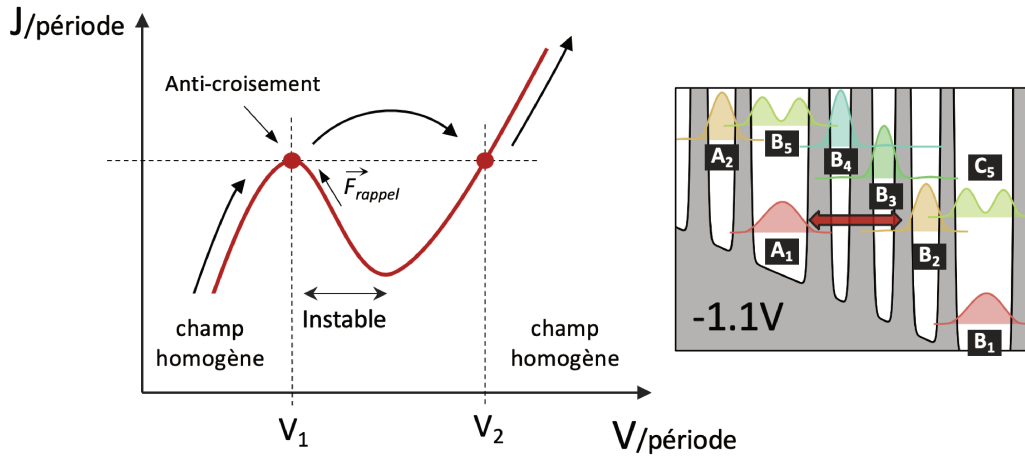


FIGURE 3.19 – Illustration qualitative d'un comportement courant-tension en régime de RDN et structure de bande correspondante au régime de RDN du courant d'obscurité de la Figure 3.18 à -1.1V . L'origine de la force de rappel dans le régime instable est due aux effets de Poisson. Dans ce régime, la diminution du courant par période lorsque la tension augmente crée une accumulation de charges en amont de la période et un défaut en aval. Le champ électrique résultant vient s'opposer au champ de polarisation.

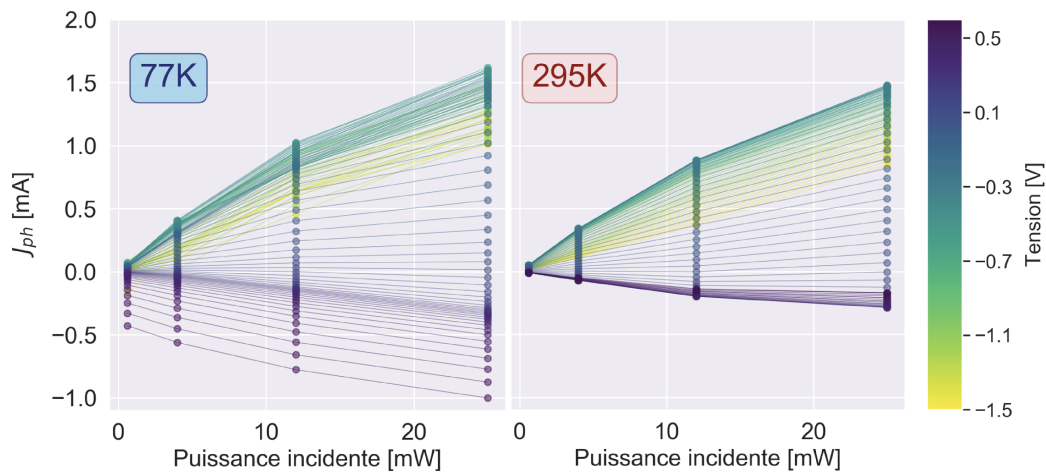


FIGURE 3.20 – Photocourant en fonction de la puissance incidente et de la température entre -1.5 et 0.5V .

Ces résultats sont repris sur la Figure 3.20. Sous cette forme, on constate que la réponse en photo-courant présente une meilleure linéarité que les mesures en régime photovoltaïque. Le décrochage à haute puissance semble en accord avec les niveaux de saturation de l'ordre de 0.5 MW/cm^2 pour les structures comparables [63]. À

basse température et polarisation directe on retrouve le transport type QWIP du niveau B_1 vers le reste des niveaux B. Le pompage optique du niveau bas du puits avec la puissance optique explique la diminution de l'efficacité de ce processus avec la puissance. L'augmentation de la réponse avec la puissance en polarisation inverse à partir de -1.1V (faisceau de courbes jaunes) reste mal comprise mais correspond au régime de RDN où l'approximation de champ homogène dans laquelle les structures de bandes sont calculées n'est plus valide.

Enfin, la réponse du détecteur issue des mesures de la Figure 3.18 est présentée sur la Figure 3.21. Globalement, les réponses à température ambiante et 77K sont comparables, avec une réponse maximale à -0.4V de 85 mA/W à température ambiante et 122 mA/W à 77K, soit des rendements $\eta_{ext}(77K) = 1.47\%$ et $\eta_{ext}(295K) = 1.02\%$.

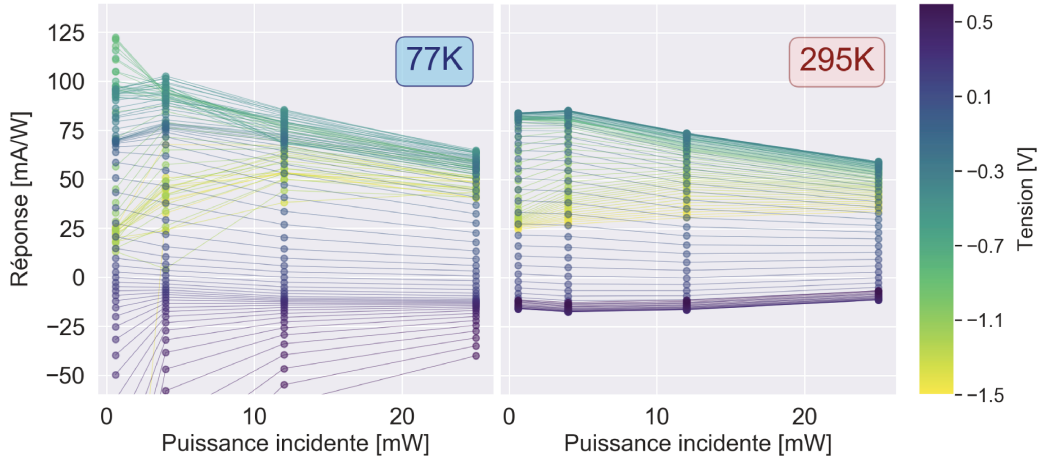


FIGURE 3.21 – Réponse du QCD27 en fonction de la tension et la puissance incidente à 77K et température ambiante.

En repartant de la définition du rendement quantique externe :

$$\eta_{ext} = \eta_{int}\eta_{abs} = \frac{p_e}{N_p}\eta_{abs} \quad (3.5)$$

on obtient la valeur de la probabilité d'extraction p_e à partir des mesures expérimentales de η_{abs} du chapitre précédent :

$$\begin{aligned} p_e^{77K} &= \frac{1.47\%}{17\%} N_p = 43\% \\ p_e^{295K} &= \frac{1.07\%}{17\%} N_p = 31\% \end{aligned} \quad (3.6)$$

Ces valeurs sont en très bon accord avec le modèle présenté sur la Figure 3.1.

3.3.3 Rapport signal à bruit

Pour terminer ce chapitre, on réalise une étude théorique de la réponse et du bruit afin de confronter les résultats expérimentaux et donner des tendances pouvant améliorer les performances du détecteur. Dans la suite, il est important de porter une attention particulière à la surface par rapport à laquelle toutes les grandeurs sont normalisées. On considère des densités spectrales de bruit normalisées par la surface d'un patch.

Pour établir le rapport signal à bruit dans le cas d'un QCD, on utilise une description du bruit issue du modèle de la cascade thermalisée [34, 171]. Dans ce paradigme, chaque période QCD peut être approximée par deux sousbandes dans une vision comparable à celle d'une diode Schottky, où le niveau bas du puits optique joue le rôle du métal. À $V \sim 0$, la densité spectrale de bruit associée au courant d'obscurité est ramenée au bruit de grenaille d'une diode Schottky :

$$S_{dark} = \frac{2e}{N_p} (|J_{dark}^+| + |J_{dark}^-|) = \frac{4e}{N_p} \tilde{J}_{dark} \quad (3.7)$$

avec le gain en $1/N_p$ de la structure QCD et :

$$\tilde{J}_{dark} = n_{B_5} \Gamma_{B_5-A_1}^{LO} = \frac{\rho_{2D}}{\beta} \log \left(1 + \exp \left(-\beta(E_{ISB} - E_F) \right) \right) \quad (3.8)$$

le courant d'obscurité du semiconducteur vers le métal dans la vision de la diode Schottky [28] avec $\beta = 1/k_B T$ et ρ_{2D} le dopage des puits actifs. Pour un signal de puissance surfacique P_S dont les bruits de phase et d'intensité sont négligés, on obtient par le même formalisme la densité spectrale de bruit optique [28] :

$$S_S \approx 2e\eta P_S \frac{p^2}{s^2} \quad (3.9)$$

où le facteur p^2/s^2 est pris en compte. En effet le photocourant généré dans chaque patch est supérieur au photocourant calculé à partir de la seule efficacité quantique externe. C'est l'effet d'antenne. Afin d'arriver à une comparaison quantitative entre l'efficacité quantique externe surfacique et les densités spectrales de bruit normalisées par la surface d'un patch, il faut tenir compte du nombre de patch par unité de surface A soit A/p^2 . Ainsi, le bruit (supposé blanc) en courant généré par une surface A s'écrit :

$$\mathcal{N} = \sqrt{\sum_J S_J s^2 \frac{A}{p^2} \Delta f} \quad (3.10)$$

où Δf définit la largeur de bande de mesure, le terme $S_J s^2$ donne le bruit de courant pour un patch et A/p^2 le nombre de patch dans la surface A . Finalement le rapport signal à bruit en courant s'écrit :

$$\frac{S}{\mathcal{N}} = \frac{\eta P_S A}{\sqrt{\left(s^2 \frac{A}{p^2} \Delta f\right) \left(2e\eta P_S \frac{p^2}{s^2} + \frac{4e}{N_p} \tilde{J}_{dark}\right)}} = \frac{\eta}{\sqrt{2e\eta P_S + \frac{s^2}{p^2} \frac{4e}{N_p} \tilde{J}_{dark}}} P_S \sqrt{\frac{A}{\Delta f}} \quad (3.11)$$

On obtient alors l'expression de la détectivité spécifique :

$$\mathcal{D}^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP} = \frac{\eta}{\sqrt{2e\eta P_S + \frac{s^2}{p^2} \frac{4e}{N_p} \tilde{J}_{dark}}} \quad (3.12)$$

où le *Noise Equivalent Power* (NEP) est par définition la puissance $P_S A$ nécessaire pour obtenir un signal sur bruit égal à 1. En régime d'obscurité :

$$\mathcal{D}_{dark}^* = \frac{h\nu}{e} \frac{p_e}{\sqrt{4e\tilde{J}_{dark}}} \frac{\eta_{abs}}{\sqrt{N_p}} \frac{p}{s} \quad (3.13)$$

L'optimisation du rapport signal à bruit consiste donc à comprendre la variation de $\frac{\eta_{abs} p}{\sqrt{N_p} s}$ en fonction du nombre de périodes et du dopage. En réutilisant l'expression de la section efficace d'une antenne au couplage critique et du rendement d'absorption η_{abs} (équations (2.45) et (2.51) du Chapitre 2) :

$$\frac{p^2}{s^2} = \frac{32L_{TC}}{\lambda_c^2 \Gamma_{tot}} \quad (3.14)$$

$$\eta_{abs} = \frac{\gamma_{ISB}}{\gamma_{ISB} + \gamma_\omega} \approx \frac{C_{ISB} N_p \rho}{C_{ISB} N_p \rho + \frac{C_\Omega}{N_p L_p + 2L_C}} \quad (3.15)$$

on obtient finalement l'expression de $\frac{\eta_{abs} p}{\sqrt{N_p} s}$ en posant au couplage critique $\Gamma_{tot} = \gamma_{ISB} + \gamma_\omega$:

$$\frac{\eta_{abs}}{\sqrt{N_p}} \frac{p}{s} \approx \frac{C_{ISB} \rho \sqrt{N_p}}{C_{ISB} \rho N_p + \frac{C_\Omega}{2L_c + N_p L_p}} \frac{4c}{\lambda_0} \sqrt{\frac{2L_c + N_p L_p}{C_{ISB} \rho N_p + \frac{C_\Omega}{2L_c + N_p L_p}}} \quad (3.16)$$

L'optimisation de l'équation (3.16) avec le dopage et le nombre de périodes n'est pas trivial. Cependant, plusieurs tendances sont observées :

- La détectivité diminue à grandes longueurs. Cette dégradation apparaît dans le rapport p/s de l'équation (3.14) et traduit l'augmentation de la taille du résonateur s avec la longueur d'onde et donc du bruit.
- À faible dopage, $\frac{\eta_{abs}}{\sqrt{N_p}} \frac{p}{s} \propto (N_p)^{\frac{5}{2}}$. Les structures épaisses favorisent le facteur $\frac{p}{s}$ et donc directement le rapport signal à bruit tout en diminuant les pertes dans les métaux.

- L'augmentation des contacts favorisent le rapport signal à bruit, quel que soit le dopage et le nombre de périodes.

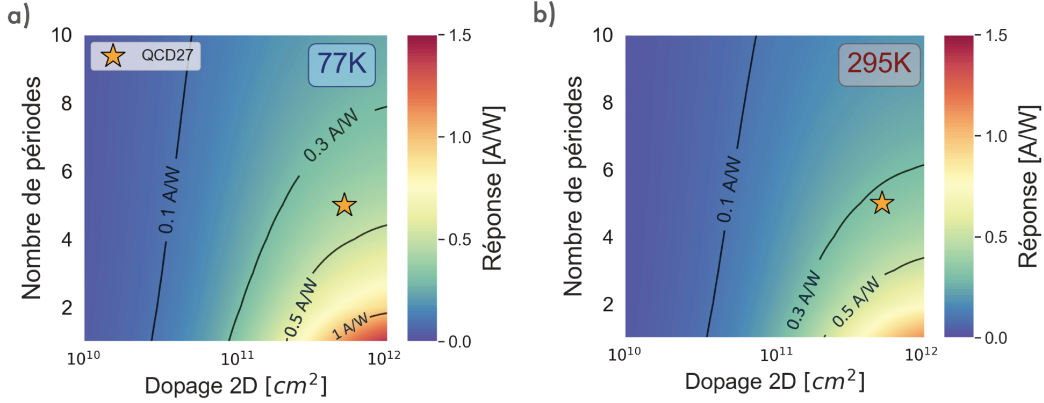


FIGURE 3.22 – Réponse en fonction du dopage et du nombre de période à 295K. Les valeurs théoriques du QCD27 sont représentées par une étoile.

La Figure 3.22 représente la réponse η en fonction du dopage et du nombre de période. Le calcul est effectué à partir de la modélisation de l'absorption en cavité planaire présentée au Chapitre 2. À faible dopage, la réponse suit le comportement décrit en début de chapitre pour les structures peu absorbantes et ne dépend pas du nombre de périodes. En revanche lorsque le dopage augmente, la dépendance en $1/N_p$ prévue par l'expression (3.5) est de plus en plus visible. Comparées aux mesures expérimentales, les valeurs théoriques de réponse du QCD27 de 320 et 473 mA/W à 295K et 77K sont largement en désaccord avec l'estimation expérimentale de 85 mA/W à 295K et 122 mA/W à 77K. Les hypothèses pouvant expliquer ce désaccord sont multiples : problème expérimental d'estimation de la puissance incidente et d'alignement et surtout une mauvaise modélisation du rendement d'absorption η_{abs} avec une sous-évaluation importante des pertes métalliques, confirmées par l'estimation expérimentale des pertes développée en TCMT sur les mesures en réflexion.

La détectivité spécifique \mathcal{D}_{dark}^* , image du rapport signal à bruit, est présentée Figure 3.23. Cette simulation illustre l'effet du dopage sur le compromis entre l'efficacité d'absorption et le courant d'obscurité et semble favoriser les structures plus épaisses telles que prévues par les équations (3.14) et (3.16). Le facteur de concentration du champ p^2/s^2 est proportionnel à l'épaisseur $L_T = 2L_c + N_p L_p$ et inversement proportionnel aux pertes totales $\gamma_{ISB} + \gamma_\Omega$. Une structure épaisse et peu absorbante présente donc un SNR plus favorable qu'une structure fine et très absorbante.

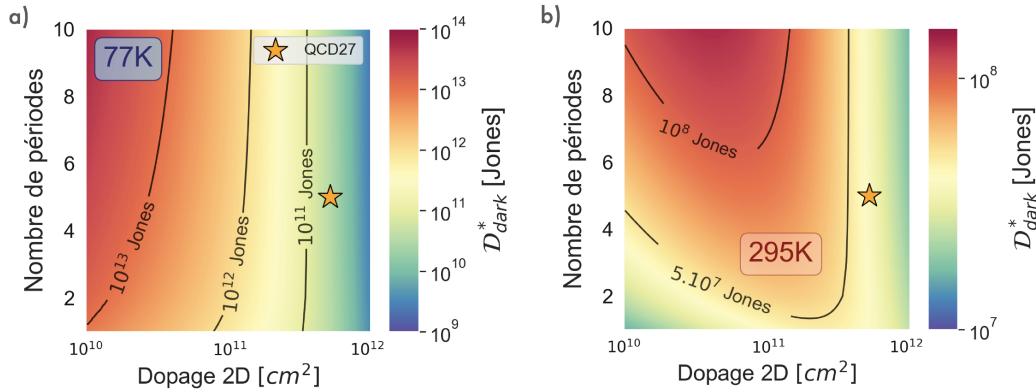


FIGURE 3.23 – Détectivité spécifique en obscurité en fonction du dopage et du nombre de période à 295K. Les valeurs théoriques du QCD27 sont représentées par une étoile

3.4 Bilan

Dans ce chapitre, les performances d'un échantillon QCD en géométrie patch sont étudiés. Les résultats obtenus permettent de placer cet échantillon à l'état de l'art en termes de réponse pour la filière QCD. Par ailleurs, l'étude expérimentale du courant d'obscurité en accord avec les modèles prédictifs démontrent une bonne qualité de fabrication et un transport nominal dont l'énergie d'activation est limitée par la transition optique.

De plus, les résultats expérimentaux sur le rendement quantique externe montrent une très bonne adéquation avec la probabilité d'extraction du modèle METIS et le rendement d'absorption expérimental du chapitre précédent. Ces différents éléments soulignent à la fois la qualité expérimentale des résultats obtenus ainsi que la fiabilité des modèles analytiques. L'investigation des régimes de saturation et du régime de RDN optique a apporté des éléments de compréhension sur les mécanismes de transport en régime d'illumination en fonction de la température et de la puissance incidente, démontrant la résilience de la réponse du QCD en température.

Malgré de bonnes performances, l'échantillon étudié au cours des deux derniers chapitres semble présenter d'importantes pertes par porteurs libres, réduisant notamment la réponse d'un facteur 4 par rapport au modèle. Si un travail sur le design et notamment l'épaisseur de la structure active pourrait limiter l'effet des métaux, l'amélioration du détecteur doit aussi pouvoir se faire en interrogeant les stratégies utilisées au cours de la fabrication et le choix de la métallurgie. Enfin, bien qu'aucune mesure de bruit ne soit effectuée, le régime de couplage fort ainsi que la simulation de la détectivité \mathcal{D}^* indiquent un niveau de dopage bien au dessus du point optimal ayant un impact négatif sur le rapport signal à bruit.

Détection cohérente

4.1 Introduction

Une propriété intéressante des détecteurs inter-sousbandes encore sous-exploitée jusqu'ici est l'efficacité des processus de relaxation des photoporteurs. Les mécanismes de diffusion responsables du transport électronique, principalement l'interaction électron-phonon dans les QCD, présentent des temps caractéristiques de l'ordre de la picoseconde [172–176]. Ces durées de vie extrêmement courtes permettent en théorie d'atteindre des bandes passantes de plusieurs centaines de GHz ainsi que des niveaux de saturation de plusieurs MW/cm² [63].

Ces atouts inhérents à la nature du transport inter-sousbande font des détecteurs ISB des candidats de choix pour un schéma de détection cohérent dans lequel un oscillateur local (*Local Oscillator* ou LO) est utilisé pour augmenter la sensibilité du photodétecteur. Cette configuration permet de s'affranchir du courant d'obscurité thermiquement activé par mélange hétérodyne, pour atteindre des températures de fonctionnement inégalées en détection directe. Contrairement à la thermographie, pour laquelle on cherche à avoir des temps de vie les plus longs possibles pour augmenter les températures de fonctionnement, en détection hétérodyne, cette faiblesse des détecteurs ISB devient une force.

Dans ce chapitre, après une description du principe d'hétérodynage, la caractérisation AC du composant est menée. Les mesures des puissances générées par hétérodynage ainsi que de paramètres S_{11} en fonction de la fréquence de modulation, de la puissance optique incidente, la tension et la température sont présentées. Ces mesures sont enfin discutées et articulées dans une interprétation théorique à partir de considérations microscopiques.

4.1.1 Principe et présentation historique

La détection hétérodyne est un autre exemple, avec l'antenne patch, de concept emprunté au domaine des ondes radios et transposé aux fréquences optiques. L'hétérodynage fut proposé pour la première fois en 1901 par Fessenden [177] pour remplacer les radiotélégraphes à étincelles par des sources continues. Son principe repose sur la transposition d'un signal à une fréquence donnée vers une fréquence inférieure ou supérieure par multiplication de fréquences via un élément non linéaire. Dans un schéma de récepteur hétérodyne, la fréquence du signal

source f_S est mélangée à celle d'un oscillateur local f_{LO} en général proche en fréquence. Le mélange qui en résulte peut alors être décomposé en deux nouveaux signaux de fréquences $(f_S - f_{LO})$ et $(f_S + f_{LO})$. Ainsi, on utilise la différence de fréquence appelée battement hétérodyne ou IF pour *intermediate frequency* afin de transposer la détection dans une gamme de fréquences où le traitement est plus aisé. Historiquement, le récepteur hétérodyne a été proposé par Armstrong en 1918 [178] et a contribué à l'amélioration des radio-communications en permettant de transposer des signaux portés sur des ondes continues à faible encombrement spectral, vers une gamme de fréquences plus faibles, voire audibles.

Dans ce travail de thèse, cette technique est utilisée afin de caractériser la bande passante du dispositif en générant des battements par mélange hétérodyne, mais aussi afin d'améliorer la sensibilité du détecteur grâce à un puissant oscillateur local utilisé comme "amplificateur". Cette configuration a permis d'atteindre une fréquence de modulation de 67 GHz à température ambiante.

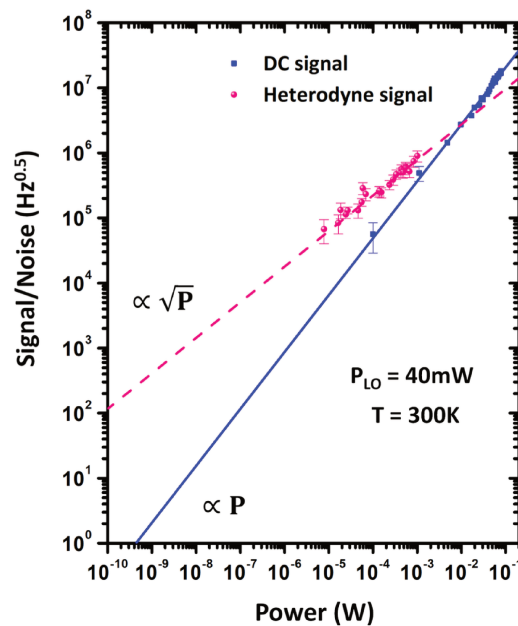


FIGURE 4.1 – Mesure expérimentale du SNR en fonction de la puissance optique illustrant de la dépendance en \sqrt{P} en régime hétérodyne. Extrait de [90].

L'utilisation de détecteurs optiques hétérodynes a démarré avec l'invention du laser en 1960 [179]. Les premières démonstrations de détection MIR hétérodyne ont débutées dans les années 60 grâce à l'avènement des lasers CO_2 comme puissants oscillateurs locaux [180]. Réalisés avec des photodétecteurs MCT, ces résultats sont toutefois restés confinés à des applications principalement en astronomie et

souffraient des faibles niveaux de saturation de la technologie MCT. Les travaux avant-gardistes réalisés par H.C Liu et al [181] de détection hétérodyne LWIR fondée sur les détecteurs ISB ont permis de démontrer des modulations de plusieurs dizaines de GHz à 77K sur des QWIPs, par battement hétérodyne de deux lasers CO₂. Cette preuve de concept prometteuse était néanmoins limitée par une constante RC élevée à cause de la grande surface du détecteur (75x75 μm²), d'une extraction limitée du signal à cause de la désadaptation d'impédance entre le QWIP et la ligne de transmission et surtout, d'une faible efficacité de couplage des photons incidents (couplage par la face). Une partie de ces problèmes fut résolue dans un second temps avec l'implémentation de dispositifs de plus petites surfaces (16x16 μm²) [182] mais la question du couplage optique restait entière [183].

Grâce au développement des concentrateurs optiques, le problème de l'efficacité de couplage a pu être résolu avec notamment des démonstrations de QWIPs en géométrie patch [90] dans lesquelles la dépendance en $\sqrt{P_S}$ du SNR caractéristique des schémas hétérodynes a pu être mesurée (Figure 4.1). La première démonstration de QCD à 5.3 μm rapide a été publiée en 2006 avec un signal AC jusqu'à 23 GHz à température ambiante et une fréquence de coupure autour de 4 GHz [153]. Toutes ces démonstrations souffrent néanmoins de problèmes d'adaptation d'impédance limitant la bande passante.

Plus récemment, un effort technologique a été consacré à l'intégration monolithique d'accès coplanaires afin d'optimiser l'extraction de signaux RF. Dans ce sens, une démonstration de QCD à 4.3 μm éclairés par la face a permis d'atteindre une fréquence de coupure de 21 GHz à température ambiante [184] et 23 GHz pour une structure à 4.5 μm [172]. Des travaux sur des QWIP à 10.3 μm en géométrie patch ont mis en évidence une réponse plate jusqu'à 70 GHz également à température ambiante [185].

On trouve également dans la littérature des exemples de configurations hétérodynes dans lesquelles le battement IF est déplacé sur plusieurs centaines de MHz [186] par injection de micro-ondes, ouvrant les portes à un système de traitement du signal compact. Récemment, des systèmes basés sur des matériaux 2D ont attirés l'attention de la communauté [187]. L'intérêt de ces détecteurs est de combiner largeur de bande, sensibilité ainsi que des fréquences de modulation élevées inhérentes à la nature 2D de ces matériaux à grande mobilité. Cependant ces technologies souffrent encore d'un manque d'homogénéité et de reproductibilité de fabrication.

4.1.2 Avantages pour la détection et applications

Si le principe d'hétérodynage est aujourd'hui largement utilisé dans de nombreux systèmes électroniques qui requièrent un déplacement d'informations d'un canal fréquentiel à un autre (télécommunications, télémétrie, ...) son extension aux fréquences optiques suscite un intérêt grandissant. Il est intéressant de noter que contrairement à leurs pendants électroniques, l'effet non linéaire désiré dans les dé-

tecteurs photoniques est inhérent au processus d'absorption de photon lui même, car proportionnel au carré du champ électrique de l'onde optique (détection quadratique) et, ne nécessite donc pas à priori d'élément non linéaire supplémentaire pour réaliser le mélange. On considère deux ondes électromagnétiques planes de champs électriques \mathcal{E}_S et \mathcal{E}_{LO} ayant la même polarisation perpendiculaire à la surface du détecteur, de pulsations ω_S et ω_{LO} et de phases φ_S et φ_{LO} :

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_S(t) &= E_S(t) \cos [\omega_S(t)t + \varphi_S(t)] \\ \mathcal{E}_{LO}(t) &= E_{LO}(t) \cos [\omega_{LO}(t)t + \varphi_{LO}(t)]\end{aligned}\quad (4.1)$$

Les dépendances temporelles d'amplitude et de phase représentent les différentes contributions au bruit dues aux instabilités des sources. L'intensité moyenne qui résulte de la superposition des deux ondes s'écrit :

$$\begin{aligned}\langle \mathcal{I}(t) \rangle &= \langle |\mathcal{E}_S(t) + \mathcal{E}_{LO}(t)|^2 \rangle \\ &\approx \frac{1}{2} (\bar{E}_S^2 + \bar{E}_{LO}^2) + \bar{E}_S \bar{E}_{LO} [\cos(\Delta\bar{\omega}_- t - \Delta\bar{\varphi}_-) + \cos(\Delta\bar{\omega}_+ t + \Delta\bar{\varphi}_+)]\end{aligned}\quad (4.2)$$

avec $\Delta\bar{\omega}_\pm$ et $\Delta\bar{\varphi}_\pm$ les moyennes temporelles de la somme et la différence des pulsations et des phases. Lors du passage à la moyenne, toutes les contributions parasites sont négligées et seules les valeurs moyennes d'amplitude, de fréquence et de phase sont considérées. Le premier terme de l'équation (4.2) correspond à la moyenne des intensités issues de chaque source. L'avantage de la détection hétérodyne est décrit par le deuxième terme; non seulement la détection peut être ramenée à une fréquence inférieure $\Delta\bar{\omega}_-$ à laquelle il est possible de mesurer la phase, la fréquence et l'amplitude par des moyens électroniques conventionnels (la contribution en $\Delta\bar{\omega}_+$ quant à elle est trop rapide pour être détectée et sera négligée dans la suite), mais de plus, le terme \bar{E}_{LO} peut être utilisé pour amplifier le signal grâce à l'utilisation d'un puissant oscillateur local. Ce dernier point est particulièrement pertinent dans le cas des détecteurs ISB moyen-infrarouges dans lesquels le bruit thermique est exponentiellement activé avec la température. Par ailleurs, l'utilisation de puissances optiques élevées est compatible avec les niveaux de saturation importants des détecteurs ISB, ce qui est un atout majeur au regard d'autres technologies telles que les photodétecteurs MCT.

La maturité des lasers à cascade quantique permet aujourd'hui d'accompagner le développement de nombreuses applications très diverses allant du LIDAR cohérent afin de mesurer simultanément vitesse et position de véhicules [188, 189] à la métrologie quantique pour l'étude de structures hyperfines de molécules [190, 191]. La spectroscopie à peignes de fréquences (Figure 4.2) dont l'attrait principal est l'acquisition simultanée de l'ensemble du spectre avec des résolutions démontrées inférieures à 0.002 cm^{-1} [192–194] a également favorisé le développement de composants sur étagère basés sur le mélange hétérodyne de sources moyen-infrarouges.

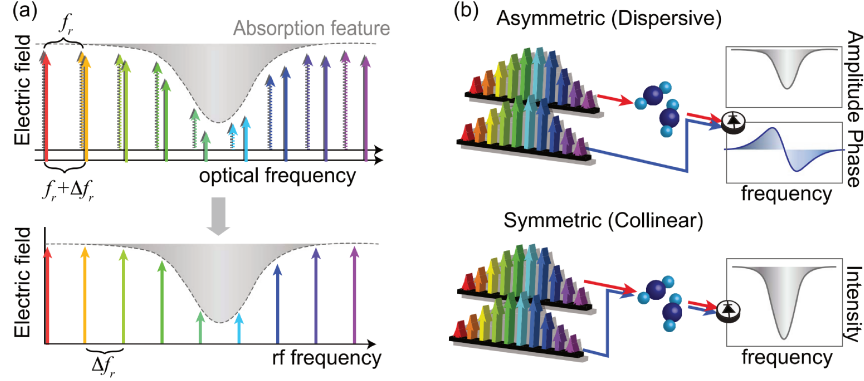


FIGURE 4.2 – Principe de la spectroscopie à double peignes de fréquences. (a) Le mélange multi-hétérodyne des deux peignes de fréquences optiques espacées de Δf_r permet de ramener la détection dans le domaine des radio-fréquences. (b) Soit l'un des peignes (mélange asymétrique) ou les deux (mélange symétrique) traversent l'échantillon. Le spectre d'absorption (et de phase en configuration asymétrique) est alors encodé sur les dents du peigne RF. La configuration symétrique est parfois utilisée pour améliorer la résilience du système face aux turbulences atmosphériques. Schéma extrait de [192].

Enfin, les communications en espace libre constituent un autre domaine particulièrement intéressant dans lequel la détection hétérodyne infrarouge joue un rôle important. Si de nombreuses démonstrations SWIR ont eu lieu au cours de la dernière décennie [41, 195, 196] le problème principal du proche infrarouge reste la disponibilité de la fenêtre atmosphérique et la turbulence du canal de transmission.

4.1.3 Théorie du régime hétérodyne

L'intérêt majeur de la détection hétérodyne pour les détecteurs ISB consiste notamment en un gain sur la sensibilité du détecteur. Sous réserve d'un oscillateur local suffisamment puissant et d'une non saturation du détecteur, il est possible d'atteindre un régime de détection idéal, dans lequel le bruit est dominé par le bruit de l'oscillateur local, indépendamment de la température du détecteur.

Le rapport signal à bruit pour un schéma de détection hétérodyne peut se calculer à partir des résultats du Chapitre 3 et de l'expression (4.2) de la puissance moyenne par unité de surface arrivant sur le détecteur :

$$\begin{aligned}
 P(t) &= \frac{\mathcal{I}(t)}{\mathcal{Z}_0} = \frac{1}{2\mathcal{Z}_0} (\bar{E}_S^2 + \bar{E}_{LO}^2 + 2\bar{E}_S\bar{E}_{LO} \cos(\Delta\bar{\omega}_-t - \Delta\bar{\varphi}_-)) \\
 &= P_S + P_{LO} + 2\sqrt{P_S P_{LO}} \cos(\Delta\bar{\omega}_-t - \Delta\bar{\varphi}_-)
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

en W/m^2 , avec Z_0 l'impédance du vide. Le photocourant généré par une surface A peut alors se décomposer sous la forme :

$$I_{opt}(t) = \eta P(t)A = I_S + I_{LO} + 2\sqrt{I_S I_{LO}} \cos(\Delta\bar{\omega}_- t - \Delta\bar{\varphi}_-) \quad (4.4)$$

avec η la réponse en A/W . L'expression du courant hétérodyne est donnée par la contribution AC :

$$I_{het}(t) = 2\eta A \sqrt{P_S P_{LO}} \cos(\Delta\bar{\omega}_- t - \Delta\bar{\varphi}_-) \quad (4.5)$$

D'après les expressions des densités spectrales de bruits d'obscurité et optique observées dans la dernière partie du Chapitre 3, et prenant en compte la contribution de l'oscillateur local :

$$S_{LO} \approx 2e\eta P_{LO} \frac{p^2}{s^2} \quad (4.6)$$

on obtient l'expression du rapport signal à bruit hétérodyne en courant :

$$\frac{S}{\mathcal{N}} = \frac{\eta\sqrt{2P_S P_{LO}}}{\sqrt{e\eta(P_S + P_{LO}) + \frac{2e}{N_p} \frac{s^2}{p^2} \tilde{J}_{dark}}} \sqrt{\frac{A}{\Delta f}} \quad (4.7)$$

En négligeant le bruit du signal source ($P_{LO} \gg P_S$) on obtient l'expression du NEP en limite de détection hétérodyne :

$$\begin{aligned} \text{NEP} &\equiv P_S A \quad \text{quand} \quad \frac{S}{\mathcal{N}} = 1 \\ &= \frac{e}{2\eta} \Delta f = \frac{h\nu}{2\eta_{ext}} \Delta f \end{aligned} \quad (4.8)$$

Ainsi, dans un schéma hétérodyne, lorsque le bruit est dominé par le bruit de grenaille LO, le NEP devient indépendant de la température. Cette expression, dans laquelle tout autre source de bruit est négligée, montre qu'il est alors possible d'atteindre une limite de détection ultime d'un photon unique pour un temps d'intégration suffisamment long, limité par la stabilité de l'oscillateur local. Par ailleurs, le facteur 2 de différence sur le NEP par rapport aux photoconducteurs [90, 197] s'explique par l'absence de bruit de recombinaison dans les QCD.

La puissance P_{LO} minimum nécessaire pour basculer dans le régime de bruit limité par le bruit de l'oscillateur local s'exprime :

$$e\eta P_{LO} = \frac{2e}{N_p} \frac{s^2}{p^2} \tilde{J}_{dark} \iff P_{LO} = \frac{s^2}{p^2} \frac{\tilde{J}_{dark}}{\eta_{abs} p_e} \frac{2h\nu}{e} \quad (4.9)$$

Cette condition sur le bruit dépend de l'effet d'antenne s^2/p^2 mais également du produit $\eta_{abs}p_e$. À partir des expressions du rendement d'absorption et du courant d'obscurité des chapitres précédents, il est possible d'étudier la variation de P_{LO} nécessaire pour basculer en régime limité par l'oscillateur local en fonction du dopage et du nombre de périodes pour une température fixée.

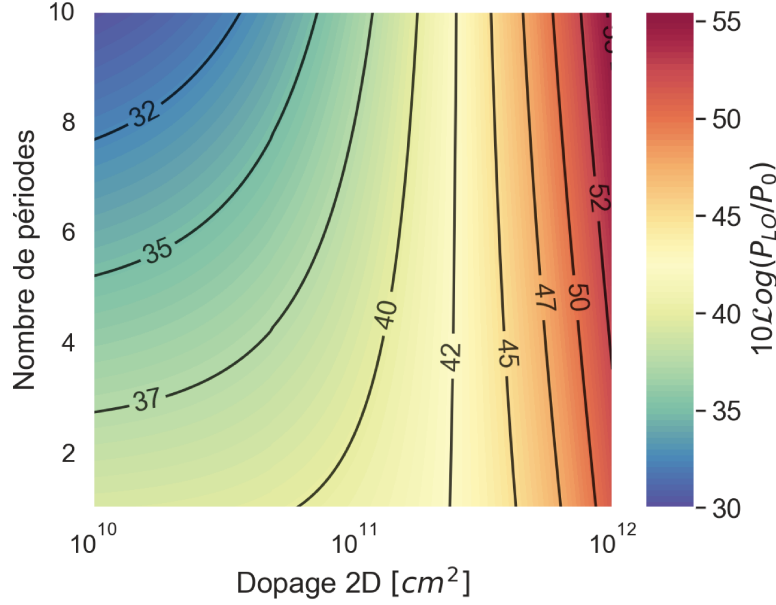


FIGURE 4.3 – Simulation de la puissance surfacique normalisée nécessaire pour atteindre le régime de bruit limité par le LO, en fonction du dopage et du nombre de périodes d'une structure QCD à 295K. $P_0 = 1\text{mW}/\text{cm}^2$.

Pour comprendre la variation de la puissance LO nécessaire en fonction du dopage et du nombre de périodes (Figure 4.3) il faut repartir des expressions de la section efficace de collection à résonance et du rendement d'absorption présentées au Chapitre 3.

$$\frac{p^2}{s^2} = \frac{32cL_T}{\lambda_0^2\gamma_{loss}} = \frac{32cL_p}{\lambda_0^2} \frac{N_p}{N_p\rho C_{QW} + C_\Omega/N_p} \quad (4.10)$$

$$\eta_{abs} \approx \frac{N_p\rho C_{ISB}}{N_p\rho C_{ISB} + C_\Omega/N_p} \quad (4.11)$$

avec $L_T = N_p L_p$ l'épaisseur du QCD, C_{ISB} et C_Ω des constantes décrivant les pertes dans les puits optiques et dans les métaux.

À faible dopage, le produit $\frac{s^2}{p^2\eta_{abs}}$ varie en $1/N_p^3$, ce qui correspond au décrochage des isopuissances sur la partie gauche de la Figure 4.3. Lorsque le dopage augmente, le

courant d'obscurité augmente ce qui se traduit par l'augmentation de la puissance de gauche à droite sur le graphique. À fort dopage, la puissance P_{LO} nécessaire devient quasiment indépendante de N_p .

4.2 Caractérisation expérimentale

La caractérisation hétérodyne du QCD27 a été menée à l'IEMN au moyen d'une station sous pointe cryogénique. Ce dispositif permet des mesures de réponses et de paramètres S à température ambiante ou cryogénique et de focaliser deux faisceaux lasers sur l'échantillon (Figure 4.4).

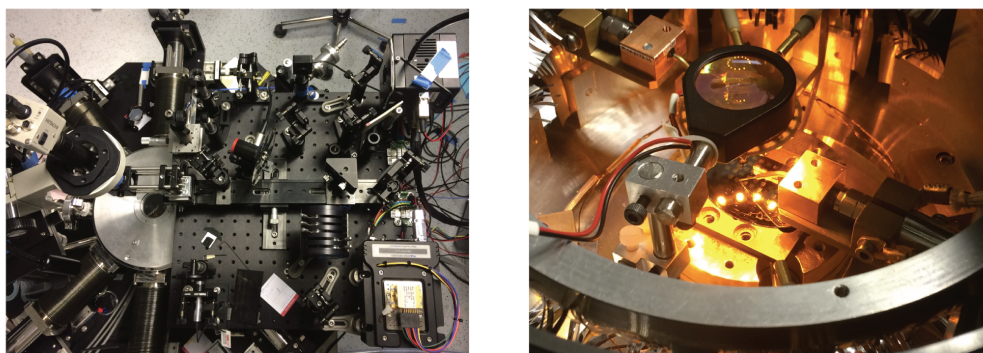


FIGURE 4.4 – Station de mesure sous pointe installée à l'IEMN. À gauche : Le montage en espace libre sur platine permet de focaliser deux lasers QCL sur l'échantillon situé dans le cryostat. À droite : Vue de l'échantillon installé dans le cryostat ouvert et de la pointe de mesure RF.

4.2.1 Schéma du montage

L'ensemble du montage est schématisé sur la Figure 4.5. Pour réaliser le mélange hétérodyne, deux QCL DFB (AdTech Optics) émettant à $10.3\mu\text{m}$ (120meV), stabilisés en température et pouvant émettre $\sim 100\text{mW}$ de puissance optique en continu sont installés sur une platine à proximité du cryostat. Ces lasers sont alimentés par un contrôleur de courant bas bruit (Koheron, DRV110) générant un bruit de courant de $300\text{pA}/\text{Hz}^{1/2}$. Les faisceaux lasers sont superposés colinéairement au moyen d'une lame semi-réfléchissante (*Beam Splitter* ou BS). La polarisation est projetée linéairement grâce à un polariseur et le faisceau est focalisé sur l'échantillon. Un isolateur est placé sur le trajet optique afin d'atténuer les réflexions parasites pouvant perturber le fonctionnement des DFB. Les faisceaux sont focalisés à la surface de l'échantillon à l'aide d'une lentille asphérique ZnSe de 5mm de focale. Une mesure par la méthode du couteau a permis d'estimer le diamètre du spot focalisé à $\sim 25\mu\text{m}$. La lentille de focalisation ainsi que la fenêtre ZnS du cryostat ont subi un traitement anti-reflet et la transmission de chaque élément optique est supposée connue à partir

des données constructeur. Le signal provenant de l'échantillon est collecté au moyen d'une pointe RF coplanaire fonctionnant jusqu'à 67GHz. La composante AC du signal est filtrée au moyen d'un té de polarisation qui permet également d'appliquer une tension continue aux bornes de l'échantillon. Enfin, le signal est mesuré à l'aide de l'analyseur de spectre (Rohde & Schwarz FSU) pour les mesures de puissance ou de réseau (Agilent E8361A) pour les mesures de paramètres S.

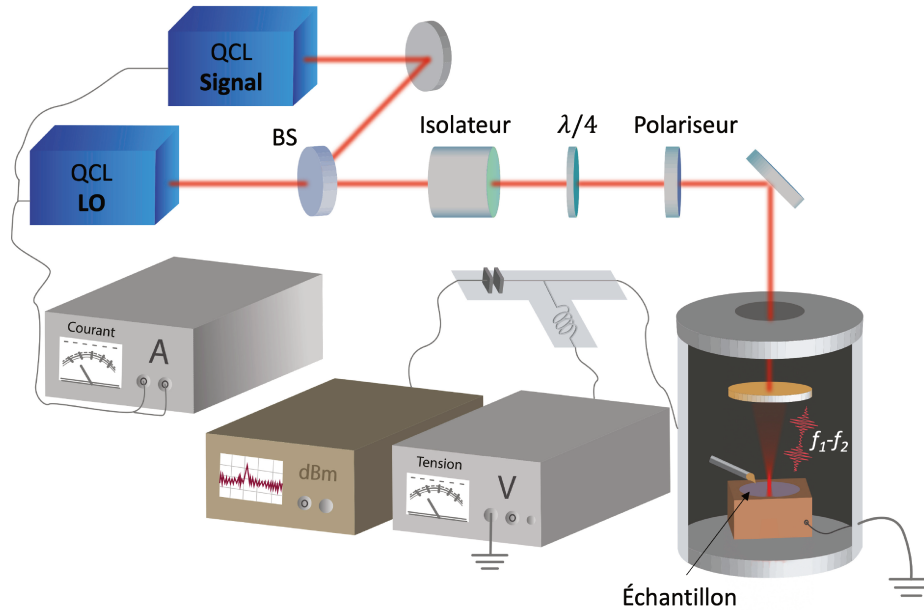


FIGURE 4.5 – Schéma expérimental de la caractérisation hétérodyne.

4.2.2 Calibration expérimentale

La première étape de caractérisation consiste à mesurer toutes les pertes inhérentes à la chaîne de mesure, hors échantillon. Deux effets se distinguent :

- La différence de fréquence d'émission des lasers est contrôlée par la source de courant qui les alimente. Ainsi, lorsque le battement hétérodyne est déplacé, le courant et par conséquent la puissance de chaque laser est affectée. Pour tenir compte de cette variation, la puissance en sortie de chaque laser est mesurée en fonction du courant à l'aide d'une thermopile. Conjuguée à une caractérisation de la fréquence de battement en fonction des courants alimentant les lasers obtenue grâce à un détecteur rapide, on obtient la variation de puissance de sortie des lasers en fonction de la fréquence de battement. Enfin, en tenant compte de l'atténuation à travers les différents éléments optiques de chacun des faisceaux, on obtient la variation de puissance optique ΔP_{opt} arrivant à la surface de l'échantillon.

- Chaque élément constitutif de la chaîne de transmission entre l'échantillon et l'appareil de mesure est susceptible d'introduire des pertes (câbles, té de polarisation ...) Ces atténuations sont mesurées à partir de mesures de paramètres S du système sans échantillon.

Les caractérisations permettant de calibrer les mesures sont présentées sur la Figure 4.6. La variation des puissances lasers décrit tout d'abord une augmentation jusqu'à 30 GHz. La puissance P_{LO} reste inchangée pendant que l'ajustement en fréquence est effectué en augmentant le courant de la source, ce qui se traduit par une augmentation de P_s . Au-delà de 30GHz, c'est le courant de l'oscillateur local qui est diminué et le courant dans la source est constant. Les pertes inhérentes à la chaîne de mesure, essentiellement dans les câbles (en violet), augmente avec la fréquence. Cette étape préliminaire permet de s'affranchir de toutes les pertes parasites en corrigeant les données avec un facteur de compensation total.

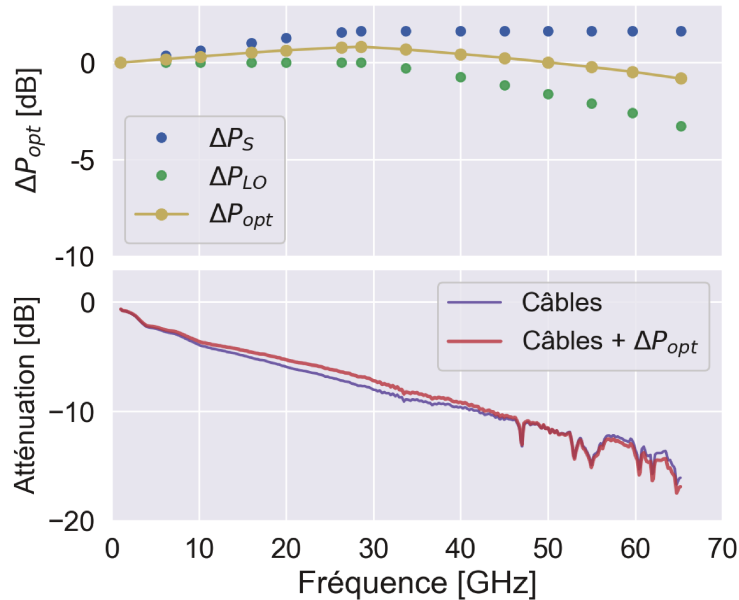


FIGURE 4.6 – Variation de la puissance optique et pertes dans les câbles en fonction de la fréquence.

4.2.3 Échantillon

Les spectres de réponse et de réflexion DC du composant à caractériser sont présentés sur la Figure 4.7a et sont comparés à la raie d'émission des QCL. Ce design correspond aux valeurs de s et de p maximisant l'absorption à l'énergie de la transition intersubbande designée à 120 meV. Le double pic observé en réflexion et en réponse est une signature du régime fort de couplage fort entre le mode de cavité et la transition ISB de ce design (Voir Chapitres 2 et 3). Afin de limiter la

capacité électrique du dispositif, le nombre de patches (7x8) correspond au minimum requis afin d'intersecter l'ensemble du faisceau incident (Figure 4.7b). Le signal est collecté par une ligne coplanaire adaptée 50 Ω , déposée sur 300nm de SiO₂.

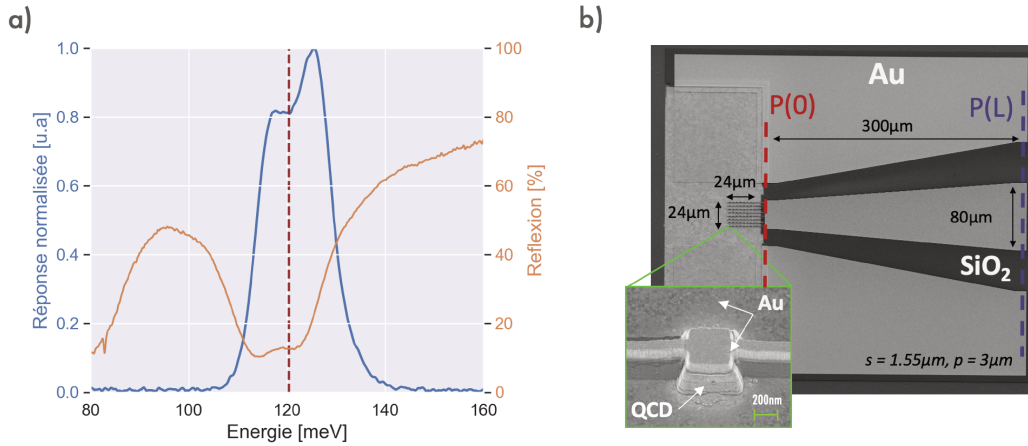


FIGURE 4.7 – a) Réflexion et réponse de l'échantillon QCD27 mesurées par spectro-métrie FTIR et comparées à la raie d'émission des QCL en rouge. b) Photographie par microscopie électronique du réseau de QCD et de la ligne coplanaire.

4.2.3.1 Design de la ligne coplanaire

L'impédance est une notion souvent rencontrée en physique et peut apparaître pour décrire un transfert d'énergie entre deux milieux ou pour caractériser la réponse d'un système soumis à une excitation. En électronique, l'impédance caractéristique intervient notamment lors de la propagation de signaux le long d'un canal de transmission (câbles, lignes coplanaires, guides d'ondes) dont la longueur représente une fraction significative de la longueur d'onde du signal à transporter. Le problème abordé dans le cas du réseau de QCD concerne les phénomènes de réflexion à l'interface entre la source (le réseau de patches) et la charge (l'analyseur de spectre). De manière analogue aux phénomènes de réflexion en optique ou en acoustique, une onde de signal (tension ou courant) peut être réfléchié lorsqu'elle rencontre une variation d'impédance. C'est ce contraste d'impédance qu'il faut minimiser via une adaptation. Dans ce qui suit, la méthode utilisée afin de réaliser l'adaptation entre la ligne coplanaire et la charge de l'analyseur est présentée. Cette partie est largement inspirée de [198, 199].

Équation des lignes

Le problème est représenté sur le schéma proposé sur la Figure 4.8. Le réseau QCD-PAR est modélisé par une source de courant I en série avec une impédance de dispositif Z_{dispo} . Par souci de clarté, on gardera cette représentation

série simple de l'impédance de dispositif. Cependant, comme cela sera le cas dans cette étude, l'impédance Z_{dispo} peut prendre une autre forme en éléments séries ou parallèles avant $x = 0$. Le courant sinusoïdal généré par le battement hétérodyne se propage le long de la ligne coplanaire de longueur L , caractérisée par une impédance linéique $Z(\omega) = R + j\omega L$ et une admittance linéique $Y(\omega) = G + j\omega C$. Le courant arrivant au niveau de l'analyseur est dissipé par l'impédance de charge Z_L fixée à 50Ω . Dans la mesure où le système est calibré afin de tenir compte des pertes dans tous les autres éléments (câbles et tés de polarisation) le schéma expérimental complet peut se réduire à l'ensemble des éléments présentés sur la Figure 4.8.

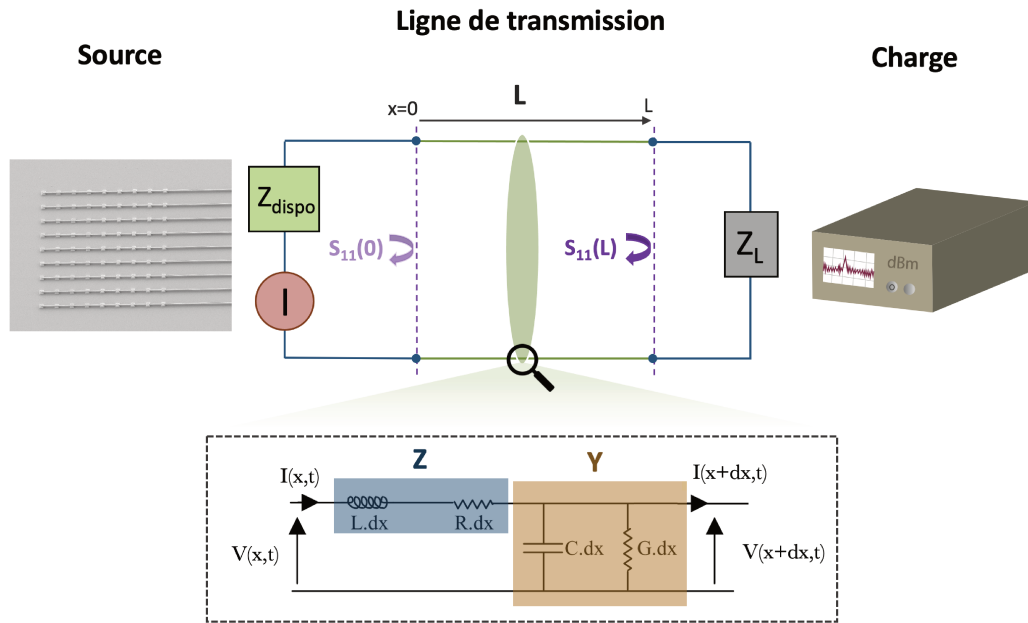


FIGURE 4.8 – Schéma électrique équivalent du montage expérimental.

On définit le coefficient de réflexion en amplitude $S_{11}(L)$ à l'interface entre la ligne et la charge. Dans ce travail, pour réaliser l'adaptation d'impédance minimisant la valeur de $S_{11}(L)$, l'interface entre le réseau de QCD (dont l'impédance n'était pas connue au moment de la conception) et la ligne coplanaire a été négligée. À partir des mesures de paramètres S, il est possible de montrer qu'en réalité cette interface, caractérisée par le coefficient $S_{11}(0)$ introduit une réflexion conséquente.

La ligne de transmission représentée sur la Figure 4.8 peut être divisée en cellules de longueur dx , petites devant la longueur d'onde, de manière à pouvoir y considérer le courant et la tension uniformes. Ces cellules sont constituées d'une résistance Rdx et d'une conductance Gdx représentant les pertes par effet joule et les pertes diélectriques ainsi que d'une inductance Ldx pour modéliser les effets magnétiques liés au passage du courant et d'une capacité Cdx pour prendre en compte la différence de potentiel entre les différents conducteurs constituant la ligne. La tension et le

courant dans une cellule peuvent s'écrire à partir des lois de Kirchhoff :

$$V(x, t) = I(x, t)Zdx + V(x + dx, t) \implies \frac{\partial V}{\partial x}(x, t) = -ZI(x, t) \quad (4.12)$$

$$I(x, t) = V(x, t)Ydx + I(x + dx, t) \implies \frac{\partial I}{\partial x}(x, t) = -YV(x, t) \quad (4.13)$$

En dérivant l'équation (4.12) par rapport à x et en utilisant l'équation (4.13) l'équation des lignes s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}(x, t) = ZYV(x, t) \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2}(x, t) = ZYI(x, t) \quad (4.15)$$

Les solutions des équations précédentes décrivent la superposition d'ondes se propageant de la source vers la charge et d'ondes se propageant dans le sens inverse :

$$V(x, t) = V_1 \exp\left(-j(\Delta\bar{\omega}_-t - \Delta\bar{\varphi}_-) - \gamma x\right) + V_2 \exp\left(j(\Delta\bar{\omega}_-t - \Delta\bar{\varphi}_-) + \gamma x\right) \quad (4.16)$$

$$I(x, t) = \frac{1}{Z_0} \left[V_1 \exp\left(-j(\Delta\bar{\omega}_-t - \Delta\bar{\varphi}_-) - \gamma x\right) - V_2 \exp\left(j(\Delta\bar{\omega}_-t - \Delta\bar{\varphi}_-) + \gamma x\right) \right] \quad (4.17)$$

avec V_1 et V_2 des constantes définies par les conditions limites du système, $\gamma = \sqrt{ZY}$ la constante de propagation caractérisant l'atténuation des ondes durant leur propagation et leur vitesse de phase, et $Z_0 = \sqrt{Z/Y}$ l'impédance caractéristique de la ligne. On cherche maintenant à exprimer le coefficient de réflexion $S_{11}(L)$ à l'interface entre la ligne coplanaire et la charge Z_L . La ligne est supposée sans perte ($R=G=0$ et $\gamma = j\omega\sqrt{LC}$) et aucune réflexion n'a lieu le long de la ligne ($\frac{dZ_0}{dx} = 0$). En tout point, l'impédance $Z(x, t)$ s'écrit :

$$\begin{aligned} Z(x, t) &= \frac{V(x, t)}{I(x, t)} \\ &= Z_0 \frac{V_1 \exp\left(-j(\Delta\bar{\omega}_-t - \Delta\bar{\varphi}_-) - \gamma x\right) + V_2 \exp\left(j(\Delta\bar{\omega}_-t - \Delta\bar{\varphi}_-) + \gamma x\right)}{V_1 \exp\left(-j(\Delta\bar{\omega}_-t - \Delta\bar{\varphi}_-) - \gamma x\right) - V_2 \exp\left(j(\Delta\bar{\omega}_-t - \Delta\bar{\varphi}_-) + \gamma x\right)} \\ &= Z_0 \frac{1 + \frac{V_2}{V_1} \exp(2\gamma x)}{1 - \frac{V_2}{V_1} \exp(2\gamma x)} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Enfin, en écrivant le coefficient de réflexion en tout point x comme le rapport de l'onde réfléchie sur l'onde incidente :

$$S_{11}(x) = \frac{V_{\text{réfléchie}}}{V_{\text{incident}}} = \frac{V_2}{V_1} \exp(2\gamma x) \quad (4.19)$$

l'équation (4.18) se réécrit :

$$Z(x) = Z_0 \frac{1 + S_{11}(x)}{1 - S_{11}(x)} \quad (4.20)$$

On obtient alors l'expression du coefficient de réflexion en $x = L$:

$$S_{11}(L) = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (4.21)$$

D'après ce résultat, minimiser la réflexion au franchissement d'une interface entre deux milieux consiste donc à réduire au maximum le contraste entre les impédances de chacun des milieux. La ligne de transmission doit être dessinée de manière à vérifier $Z_0 = Z_L$. Par ailleurs, l'équation (4.21) sera utilisée pour calculer les valeurs d'impédances à partir des mesures expérimentales de paramètres complexes S_{11} .

Modèle de Bedair

La ligne de transmission coplanaire a été proposée pour la première fois par Wen en 1969 [200] et demeure depuis très appréciée en micro-électronique pour ses qualités d'intégration. Elle est constituée de trois pistes métalliques, dont l'une est utilisée pour transporter le signal hyperfréquence et deux autres pour définir les plans de masse, déposées à la surface d'un diélectrique. Sur la base des transformations conformes utilisées par Wen, de nombreux modèles, regroupés dans le livre de K. C. Gupta [201] ont depuis été développés afin de décrire les multiples variations de la géométrie initialement proposée.

La Figure 4.9 présente une coupe transverse d'une structure coplanaire ainsi que ses grandeurs caractéristiques. Cette géométrie, supporte deux modes fondamentaux quasi-TEM : Un premier mode impair (non représenté) souvent appelé mode de fente ou *slotline*, et le mode pair dont les lignes de champ sont représentées sur la Figure 4.9, communément appelé mode coplanaire. En pratique c'est ce mode coplanaire qui est utilisé car moins dispersif que le mode de fente. D'autres modes quasi-TE ou quasi-TM peuvent perturber le fonctionnement de la ligne. Une limite stricte pour réduire l'interaction de ces modes avec le mode coplanaire consiste à restreindre les dimensions caractéristiques de la ligne en dessous de la longueur d'onde dans le substrat $\lambda_s = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r} f_{max}}$ [202]. Cette condition sera toujours vérifiée pour l'échantillon étudié.

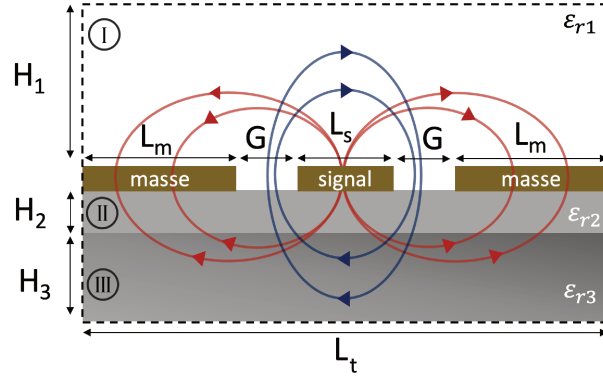


FIGURE 4.9 – Coupe transverse d'une ligne coplanaire masse-signal-masse. Les champs électriques et magnétiques du mode coplanaire sont représentés respectivement en rouge et en bleu.

On s'intéresse à la modélisation de cette ligne selon le modèle de Bedair [198]. Ce modèle permet, entre autre, de prédire l'impédance Z_0 d'une ligne coplanaire déposée sur un empilement constitué de plusieurs couches d'épaisseurs finies telles que présentées sur la Figure 4.9. À partir de considérations sur la distribution du champ électrique dans chacun des milieux et des capacités associées, il est possible d'écrire l'impédance caractéristique sous la forme [203] :

$$Z_0 = \frac{Z_0^{air}}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \quad (4.22)$$

Z_0^{air} désigne l'impédance caractéristique de la ligne, lorsque tous les milieux diélectriques sont remplacés par de l'air :

$$Z_0^{air} = \frac{1}{cC_t^{air}} \quad (4.23)$$

et $C_t^{air} = \sum_i C_i^{air}$ la somme des capacités linéiques associées à chaque milieu en présence d'air. Ces différentes capacités sont calculées à partir de transformations conformes :

$$C_i^{air} = 2\varepsilon_0 \frac{K(k_i)}{K(k_i')} \quad (4.24)$$

avec K l'intégrale elliptique complète de première espèce, $k_i' = \sqrt{1 - k_i^2}$ et :

$$\begin{aligned}
k_I &= \frac{L_s}{L_s + 2G} \\
k_{II} &= \sinh\left(\frac{\pi L_S}{4H_2}\right) / \sinh\left(\frac{\pi(L_S + 2G)}{4H_2}\right) \\
k_{III} &= \tanh\left(\frac{\pi L_S}{4H_3}\right) / \tanh\left(\frac{\pi(L_S + 2G)}{4H_3}\right)
\end{aligned} \tag{4.25}$$

Le lecteur désireux d'approfondir la méthode de transformation conforme permettant d'exprimer les capacités pourra se référer au papier de C. Veyres [204]. Enfin l'expression de l'indice effectif $\sqrt{\varepsilon_{eff}}$ est calculée à partir de la moyenne pondérée des différentes fonctions diélectriques du systèmes. Par des arguments de symétrie on peut montrer :

$$\varepsilon_{eff} = a_1\varepsilon_{r1} + a_2\varepsilon_{r2} + a_3\varepsilon_{r3} = \left(\frac{1}{2} - \frac{C_{II}^{air}}{C_t^{air}}\right)\varepsilon_{r1} + \frac{C_{II}^{air}}{C_t^{air}}\varepsilon_{r2} + \frac{1}{2}\varepsilon_{r3} \tag{4.26}$$

Bien que la méthode présentée ci-dessus ne prenne pas en compte les effets de dispersions ni les pertes, elle présente l'avantage d'être entièrement analytique. À partir de contraintes géométriques sur la largeur de la ligne signal (largeur du réseau de QCD et taille de la pointe RF) cette méthode est appliquée pour déterminer la valeur du gap G dans les plans $P(0)$ et $P(L)$ sur la Figure 4.7 afin d'obtenir une ligne adaptée 50Ω . Le tronçon situé entre ces deux plans est interpolé linéairement.

Le de-embedding

Afin d'étudier les performances intrinsèques du composant, il est nécessaire d'affranchir les mesures de la contribution de la ligne coplanaire. Cette étape est appelée le *de-embedding*. Ce processus est l'exact analogue de ce qui a déjà été fait lors du calibrage du montage expérimental afin de soustraire les différentes contributions parasites. Dans un monde idéal, la première étape consiste à mesurer les coefficients de transmission et de réflexion de la ligne coplanaire, sans réseau de QCD, en circuit ouvert et court-circuit. N'ayant pas de tels motifs sur l'échantillon, les valeurs théoriques sont utilisées pour déterminer la contribution de la ligne coplanaire. On cherche à exprimer l'impédance Z_{dispo} en fonction de l'impédance $Z(L)$ mesurée expérimentalement (dans le plan $P(L)$) compte tenu de la propagation de long de la ligne coplanaire. En remarquant que $S_{11}(0) = V_2/V_1$, l'équation (4.19) devient :

$$S_{11}(x) = S_{11}(0) \exp(2\gamma x) = \frac{Z_{dispo} - Z_0}{Z_{dispo} + Z_0} \exp(2\gamma x) \tag{4.27}$$

Par conséquent l'expression (4.20) se développe sous la forme :

$$\begin{aligned}
\frac{Z(x)}{Z_0} &= \frac{1 + \frac{Z_{\text{dispo}} - Z_0}{Z_{\text{dispo}} + Z_0} \exp(2\gamma x)}{1 - \frac{Z_{\text{dispo}} - Z_0}{Z_{\text{dispo}} + Z_0} \exp(2\gamma x)} = \frac{Z_{\text{dispo}} [1 + \exp(2\gamma x)] + Z_0 [1 - \exp(2\gamma x)]}{Z_0 [1 + \exp(2\gamma x)] + Z_{\text{dispo}} [1 - \exp(2\gamma x)]} \\
&= \frac{Z_{\text{dispo}} + Z_0 \frac{\exp(-\gamma x) - \exp(\gamma x)}{\exp(-\gamma x) + \exp(\gamma x)}}{Z_0 + Z_{\text{dispo}} \frac{\exp(-\gamma x) - \exp(\gamma x)}{\exp(-\gamma x) + \exp(\gamma x)}}
\end{aligned} \tag{4.28}$$

En remarquant que $\frac{\exp(x) - \exp(-x)}{\exp(x) + \exp(-x)} = \tanh(x)$, on obtient finalement l'expression de l'impédance "vue" par l'analyseur¹ :

$$Z(L) = Z_0 \frac{Z_{\text{dispo}} - Z_0 \tanh(\gamma L)}{Z_0 - Z_{\text{dispo}} \tanh(\gamma L)} \tag{4.29}$$

À partir du modèle d'impédance du dispositif, discuté dans la partie suivante, et des valeurs de γ , Z_0 et L extraites des mesures brutes, il est possible de modéliser et de soustraire la contribution de la ligne coplanaire aux résultats expérimentaux.

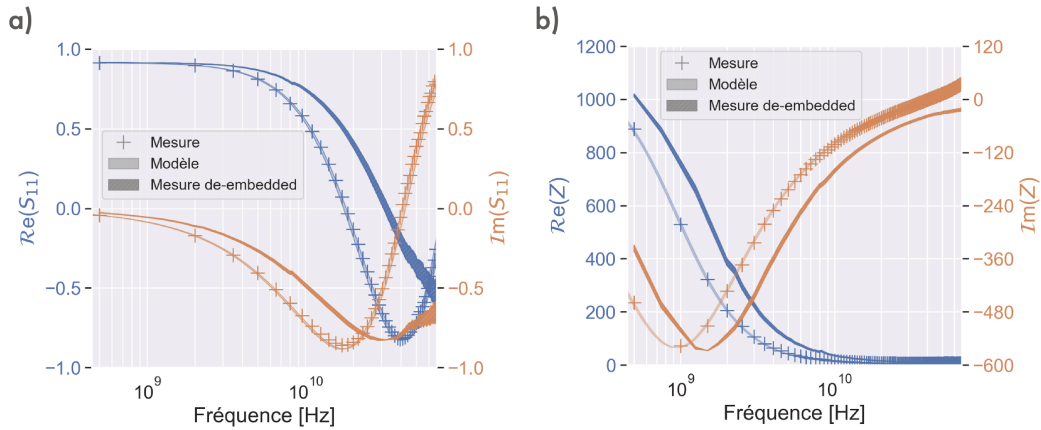


FIGURE 4.10 – a) Coefficient de réflexion mesuré à 295K, -0.4V et sous 6mW de puissance optique ($P_{LO}=27\text{mW}$), dans le plan $P(L)$ (croix), modèle théorique (trait plein) et extrapolation des mesures dans le plan $P(0)$ (trait foncé). b) Impédance calculée à partir des mesures de réflexion.

La Figure 4.10 illustre ce procédé de *de-embedding* pour des mesures à 295K, -0.4V et sous 6mW de puissance d'illumination ($P_{LO}=27\text{mW}$). Sur la Figure 4.10a sont superposées les mesures de paramètre S_{11} dans le plan $P(L)$, représentées par des croix, le modèle théorique en traits pleins et les mesures transposées dans le plan $P(0)$ à partir du modèle (traits foncés). La Figure 4.10b représente les impédances

1. D'après la convention choisie sur la Figure 4.8, L est une grandeur comptée négativement.

extraites à partir des coefficients de réflexion. L'épaisseur du trait permet de tenir compte de l'erreur expérimentale due au positionnement de la pointe RF. La distance effective de la pointe au plan $P(0)$ est estimée à $290\mu\text{m}\pm 10\mu\text{m}$.

Selon le même procédé, la puissance hétérodyne dans le plan $P(0)$ est extraite à partir des mesures de puissance en $P(L)$, des coefficients de réflexion et du modèle théorique détaillé dans la partie suivante. Les conditions expérimentales sont les mêmes que pour les mesures de coefficient de réflexions (295K, -0.4V et 6+27 mW d'illumination). Ces mesures sont présentées sur la Figure 4.11.

L'importante chute de puissance de -8dB entre les plans $P(0)$ et $P(L)$ respectivement en rouge et violet sur la Figure 4.11 est le signe d'une forte désadaptation d'impédance entre le dispositif QCD-PAR et la ligne coplanaire (dans le plan $P(0)$) et se traduit par un important phénomène de réflexion. À partir du modèle électrique équivalent du réseau de QCD, le problème d'adaptation d'impédance de part et d'autre de la ligne coplanaire pourrait être résolu avec l'emploi d'un amplificateur trans-impédance (TIA). L'incertitude des mesures correspond à l'instabilité des sources face aux réflexions parasites.

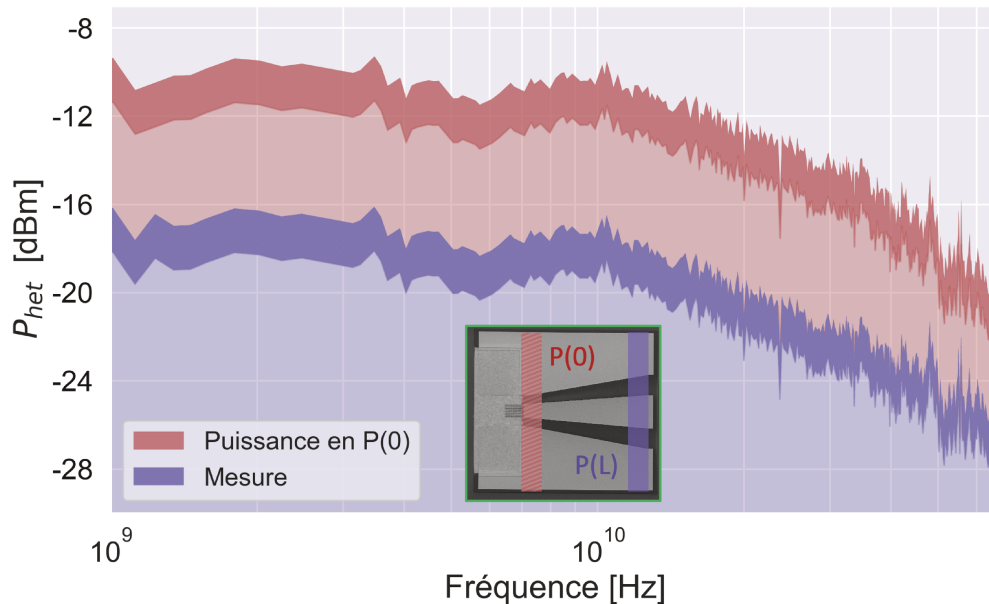


FIGURE 4.11 – Puissance hétérodyne dans le plan $P(L)$ (zone violette) et dans le plan $P(0)$ (zone rouge). L'atténuation de -8dB entre ces deux plans indique une forte désadaptation entre l'impédance Z_{dispo} et Z_0 occasionnant une réflexion conséquente de la puissance. Mesure à 295K, -0.4V et 6mW d'illumination et $P_{LO}=27\text{mW}$.

Avec la calibration des pertes ainsi que la procédure de *de-embedding*, il est possible de caractériser les performances intrinsèques du système QCD-PAR. Pour appuyer le modèle théorique, des mesures de S_{11} en fonction de la température, de la tension, de la fréquence RF, ainsi que de la puissance optique incidente sont réalisées. L'impédance extraite des mesures de réflexion dans l'obscurité sont présentées sur les Figures 4.12 et 4.13 (Voir Annexe C pour les mesures de S_{11}). Ici, aucune barre d'erreur n'est considérée, seules les tendances sont étudiées.

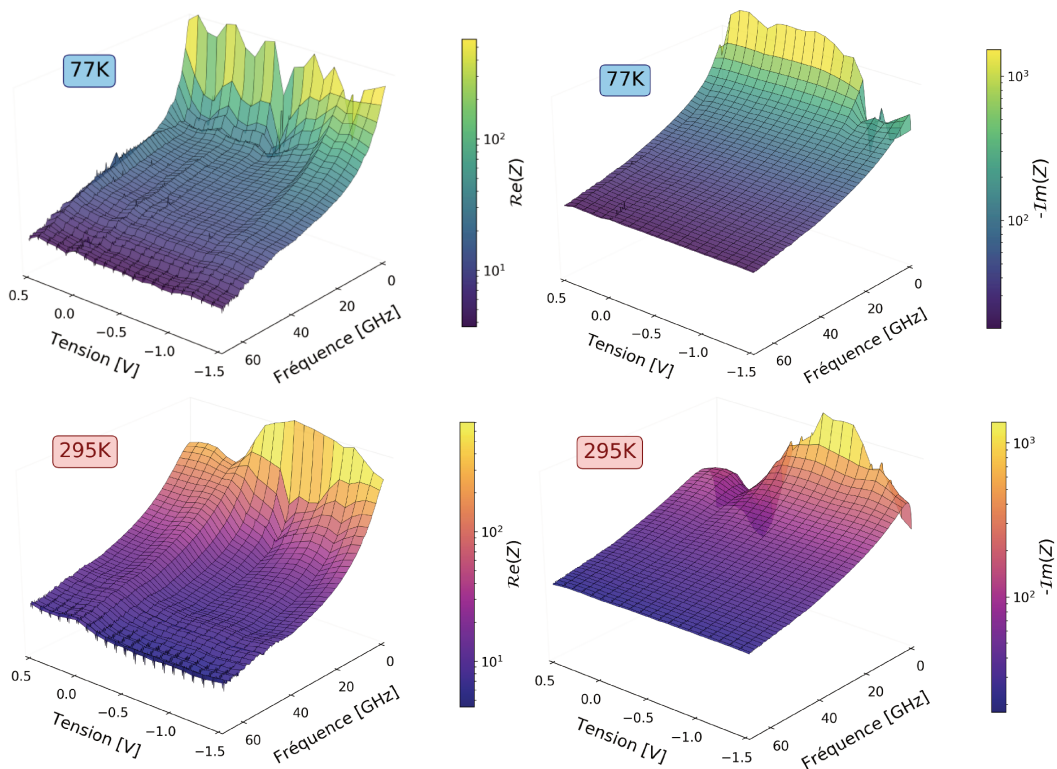
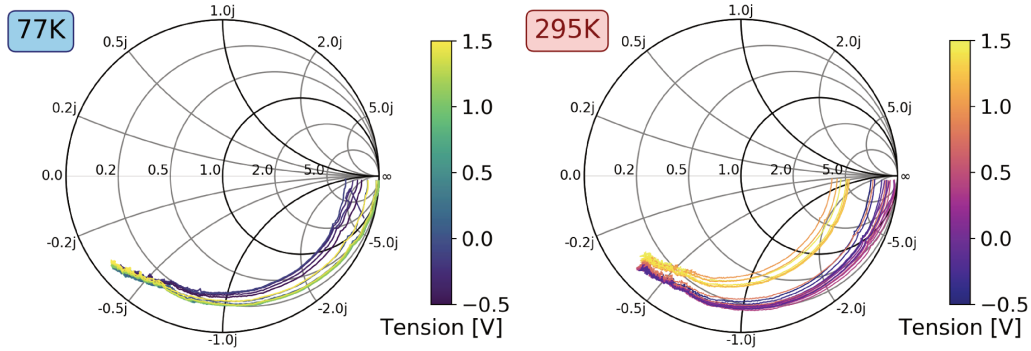


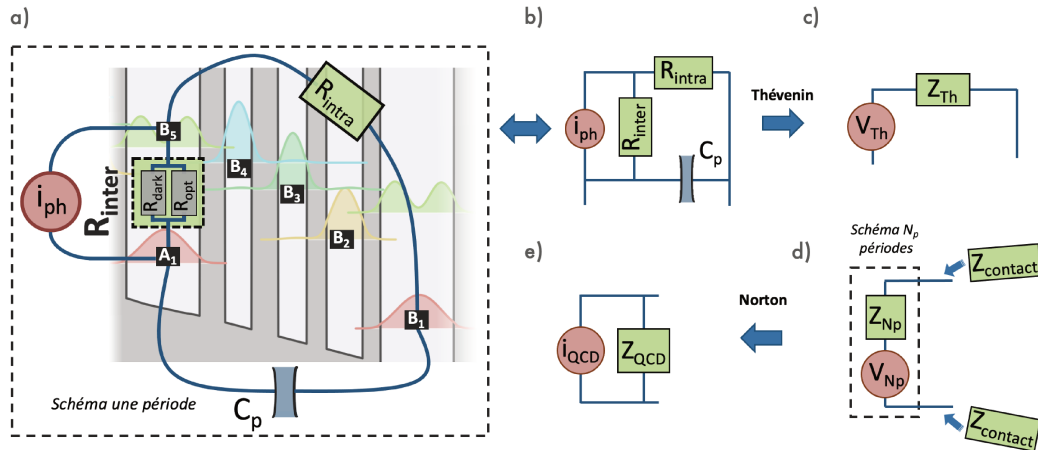
FIGURE 4.12 – Mesure d'impédance (parties réelles et imaginaires) en fonction de la polarisation du réseau de QCD, de la température et de la fréquence RF à puissance optique nulle.

Quelles que soient la température et la tension une décroissance de la partie réelle vers une limite inférieure à haute fréquence est constatée. Cette limite est donnée par la résistance série du composant. Par ailleurs, la même tendance est observée sur les parties imaginaires en valeurs négatives. Dans ce cas, les composantes imaginaires semblent tendre vers 0. Les dynamiques décrites par l'ensemble de ces courbes sont typiques d'un réseau RC, dont l'impédance placée en parallèle de la source décroît en $1/j\omega C$. C'est dans cette direction que commence l'analyse microscopique du schéma électrique.

FIGURE 4.13 – Abaque de Smith de l'impédance expérimentale Z_{dispo} .

4.3 Analyse et discussion

Pour comprendre et modéliser le comportement RF du système, le point de vue historiquement développé par le III-VLab est utilisé : le transport intersubbande. La Figure 4.14 illustre les premières étapes du raisonnement. On considère la structure de bande d'une période idéale d'un QCD (Figure 4.14a) où seule la transition verticale depuis le puits optique est autorisée.

FIGURE 4.14 – Schémas électriques équivalents, de la période simple jusqu'au QCD complet de N_p périodes avec ses contacts électriques d'impédance Z_{contact} .

Contrairement à l'approche de [205] c'est ici le modèle microscopique petit signal à la fréquence de battement hétérodyne $\Delta\omega_-$ qui est développé. Comme illustré sur la Figure 4.14a, chaque niveau ISB d'une période de QCD correspond à un nœud d'un circuit électrique linéaire, dont le potentiel associé est le quasi niveau de Fermi.

Le photocourant I_{het} de l'équation (4.5) est représenté par une source de courant $i_{ph} = I_{het}(\omega)$ qui relie le niveau fondamental A_1 vers l'état excité B_5 dans le puits optique. Il lui est associée en parallèle une résistance R_{inter} , elle même résultante parallèle de la résistance d'obscurité R_{dark} et de la résistance optique DC R_{opt} qui caractérise la composante continue dans l'équation (4.4). On a donc $i_{ph} \propto \eta$ et $R_{opt} \propto 1/\eta$.

La vision des sous-bandes thermalisées [34] permet de prendre en compte la résistance intra-cascade R_{intra} , alors que dans sa version simplifiée, celle de la cascade thermalisée [171], le transport entre les niveaux B_j de la cascade est suffisamment efficace pour que l'ensemble des niveaux puisse être caractérisé par un unique quasi-niveau de Fermi, ce qui revient à négliger R_{intra} .

Enfin, les effets des charges surfaciques situés dans les niveaux fondamentaux A_1 et B_1 des puits optiques de chaque période sont modélisés par une capacité C_p . Contrairement à [206], aucun effet de capacité parasite entre B_1 et B_2 n'a été décelé dans cette étude, même à température ambiante.

À partir du schéma équivalent pour une période, on souhaite décrire l'intégralité de l'empilement constitutif de la photodiode. La structure QCD, constituée de N_p périodes et de contacts électriques est calculée à partir d'une transformation de Thévenin, permettant de passer du modèle source de courant et impédance en parallèle (Figure 4.14b) à un modèle source de tension et impédance série (Figure 4.14c). La source de tension V_{N_p} et l'impédance Z_{N_p} équivalentes sont directement données par la somme des N_p sources et impédances V_{Th} et Z_{Th} .

$$V_{N_p} = N_p V_{Th} = N_p \frac{R_{inter}}{1 + j\omega (R_{inter} + R_{intra}) C_p} i_{ph} \quad (4.30)$$

$$Z_{N_p} = N_p Z_{Th} = N_p \frac{R_{inter} + R_{intra}}{1 + j\omega (R_{inter} + R_{intra}) C_p} \quad (4.31)$$

L'adjonction d'impédances de contact $Z_{contact}$ et une dernière transformation de Norton permettent d'arriver au schéma équivalent présenté sur la Figure 4.14e. La source de courant i_{QCD} et l'impédance parallèle Z_{QCD} caractérisant l'ensemble de la structure QCD sont décrites à partir des éléments d'une période et de l'impédance de contact :

$$i_{QCD} = \frac{N_p R_{inter}}{N_p (R_{inter} + R_{intra}) + 2Z_{contact} [1 + j\omega (R_{inter} + R_{intra}) C_p]} i_{ph} \quad (4.32)$$

$$Z_{QCD} = \frac{N_p (R_{inter} + R_{intra})}{1 + j\omega (R_{inter} + R_{intra}) C_p} + 2Z_{contact} \quad (4.33)$$

Dans le cas des contacts ohmiques et fortement dopés du QCD27, l'impédance de contact $Z_{contact}$ est négligeable. Par ailleurs, en vertu de l'efficacité des processus de diffusion responsables du transport intra-cascade et de l'hypothèse de la cascade thermalisée, R_{intra} est négligée devant R_{inter} . Les expressions précédentes se simplifient :

$$i_{QCD} \approx i_{ph} \quad (4.34)$$

$$Z_{QCD} \approx \frac{N_p R_{inter}}{1 + j\omega R_{inter} C_p} \quad (4.35)$$

L'équation (4.34) est une illustration du théorème de Ramo-Shockley : Le courant i_{ph} traversant une période est équivalent à un courant i_{ph}/N_p aux bornes du QCD. Puisque le QCD est composé de N_p sources de courant i_{ph} en série, on retrouve bien $i_{QCD} = i_{ph}$.

À partir du modèle équivalent pour un QCD, il est possible de décrire l'ensemble du dispositif. Le réseau est constitué de 8 lignes identiques sur lesquelles sont placées 7 structures QCD-PAR en parallèle. Pour plus de généralité, on notera N le nombre d'antenne par ligne et M le nombre de ligne. Chaque antenne est connectée à sa voisine grâce à un fil métallique de $200 \times 200 \text{ nm}^2$ de section et de $1.45 \mu\text{m}$ de longueur. Chaque fil est supporté par un diélectrique de 300 nm d'épaisseur, créant une capacité parallèle C_f entre le plan de masse et le signal porté par le fil. On considère également la résistance du fil R_f et les effets inductifs sont négligés dans ce modèle RC.

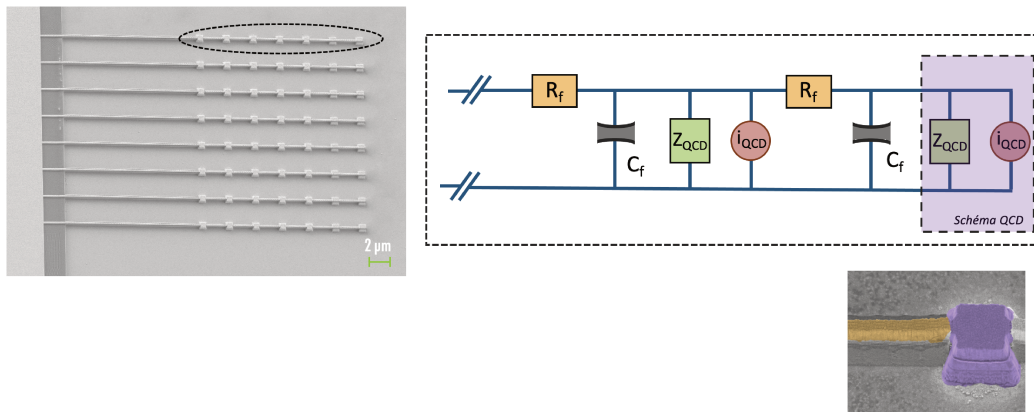


FIGURE 4.15 – Schéma électrique équivalent d'une ligne du réseau de QCD.

Pour arriver au calcul de l'impédance de l'ensemble du réseau, la première étape consiste à s'intéresser à la distribution des différents éléments le long d'une ligne.

Pour ce faire, une méthode par récurrence basée sur des transformations de Thévenin-Norton successives est utilisée. L'algorithme est décrit sur la Figure 4.16. Voici les différentes étapes pour passer du schéma n au schéma $n + 1$:

- La capacité parallèle C_f est ajoutée à l'impédance Z_n .
- La résistance R_f placée en série est additionnée grâce à une transformation de Thévenin.
- Une transformation de Norton permet d'ajouter les sources de courant i_n^{No} et i_{QCD} ainsi que les impédances Z_n'' et Z_{QCD} en parallèle.
- L'algorithme est répété autant de fois qu'il y a de QCD par ligne. À la dernière itération, la résistance et la capacité du fil sont ajustées afin de prendre en compte la longueur plus importante du tronçon final. Un schéma équivalent constitué d'une source de courant et d'une impédance en parallèle modélisant l'ensemble de la ligne est finalement obtenu.

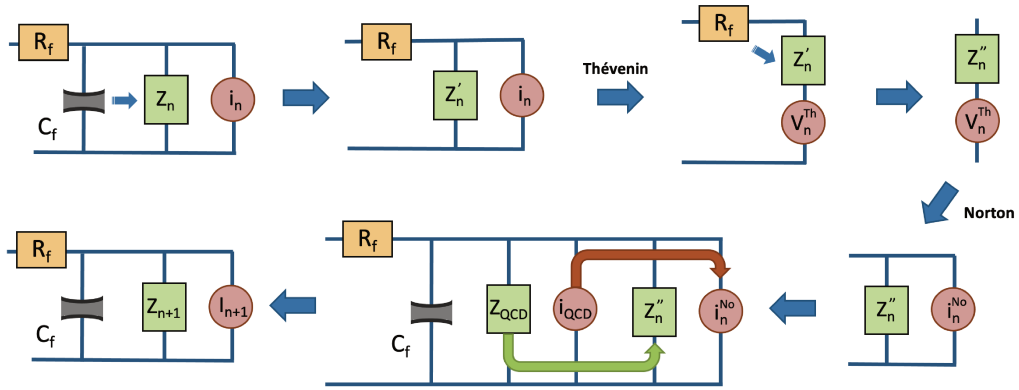


FIGURE 4.16 – Illustration de l'algorithme de récurrence du pas n au pas $n + 1$.

Ce procédé définit les relations de récurrence suivantes :

$$i_{n+1} = \frac{Z'_n}{Z'_n + R_f} i_n \quad (4.36)$$

$$\frac{1}{Z_{n+1}} = \frac{1}{Z_{QCD}} + \frac{1}{Z'_n + R_f} \quad (4.37)$$

À partir des équations (4.36) et (4.37) il est alors possible d'écrire une expression analytique pour une source de courant et une impédance équivalentes de l'ensemble de la ligne. Un développement limité au 1^{er} ordre en $U = R_f/Z_{QCD}$ permet d'écrire :

$$i_n \approx n(1 - U a_n) i_{QCD} \quad (4.38)$$

$$Z_n \approx \frac{Z_{QCD}}{n} (1 - U a_n) \quad (4.39)$$

avec $a_n = \frac{n^2}{3} - \frac{n}{2} + \frac{1}{6}$. Appliqué à l'ensemble des N antennes, réparties sur les M lignes, la source I_{MN} et l'impédance Z_{NM} équivalentes du dispositif s'écrivent :

$$I_{NM} = NM(1 - U a_N) i_{QCD} \quad (4.40)$$

$$Z_{NM} = \frac{Z_{QCD}}{NM} (1 + U a_N) \quad (4.41)$$

Enfin, grâce à une dernière transformation de Thévenin-Norton et en imposant $I = NM i_{QCD}$, l'équivalence entre les schémas présentés sur la Figure 4.17 s'écrit :

$$Z = \frac{Z_{QCD}}{NM} \quad (4.42)$$

$$\mathcal{R}_s = \frac{a_N}{NM} R_f \quad (4.43)$$

L'impédance parallèle Z est donc la parallèle de l'ensemble des impédances Z_{QCD} . La résistance série \mathcal{R}_s correspond également à la parallèle des résistances R_f de chaque fil corrigée du facteur a_N rendant compte de la distribution de la résistance le long de la ligne qui relie les QCD. Sous cette forme, les expressions (4.42) et (4.43) contiennent toute l'information liée à la bande passante du système au travers de la capacité C_p par période et la résistance série induite par les fils, distribuées sur un réseau de patches $N \times M$.

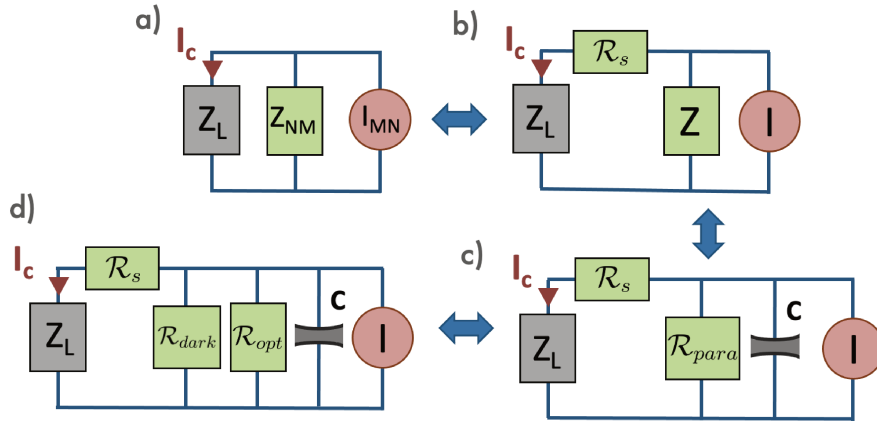


FIGURE 4.17 – Équivalence entre le schéma total de l'ensemble du dispositif calculé par récurrence (a) avec un modèle RC parallèle et résistance série (b, c et d). La charge de l'analyseur Z_L est représentée par une résistance parfaite de 50Ω .

Sur la Figure 4.18a la validité de l'expression du 1^{er} ordre est comparée au calcul purement numérique à partir des expressions (4.36) et (4.37) et comparée à la mesure

de puissance hétérodyne. Les impédances théoriques prévues par les deux modèles sont également comparées sur la Figure 4.18b. La puissance P_{het} est calculée à partir de l'expression du courant I_c :

$$I_c(\omega) = \frac{Z(\omega)}{Z(\omega) + \mathcal{R}_s + Z_L} I \quad \text{et} \quad P_{het}(\omega) = \frac{1}{2} |I_c(\omega)|^2 Z_L \quad (4.44)$$

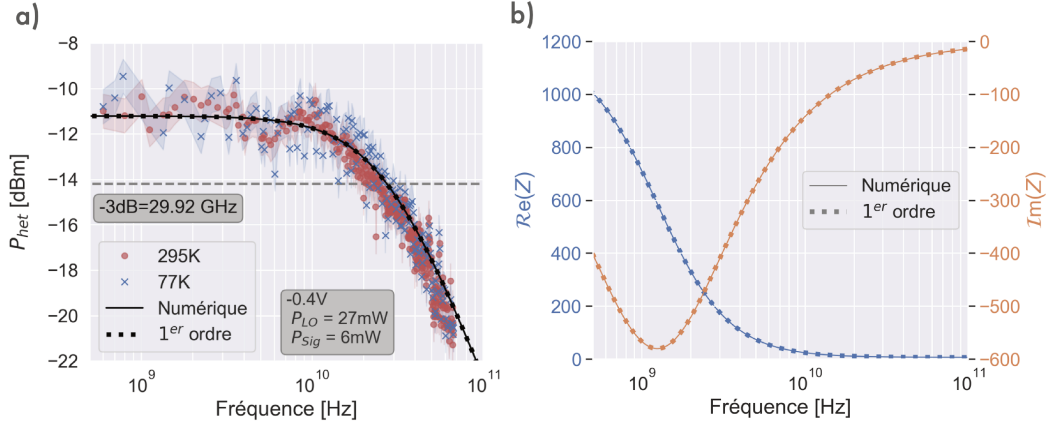


FIGURE 4.18 – a) Mesures et modélisation de la puissance P_{het} dissipée dans la charge de l'analyseur. Mesures à 77K et 295K, -0.4V sous 6mW de puissance optique incidente. L'incertitude de mesure reportée est identique à la Figure 4.11 (instabilité des sources). b) Comparaison du modèle entièrement numérique avec l'approximation au 1^{er} ordre.

Microscopique expérimental	Microscopique théorique	Macroscopique expérimental	Macroscopique théorique
$R_{inter} = 14596.00 \Omega$	$R_{inter} = 15279.74 \Omega$	$\mathcal{R}_{para} = 1140.39 \Omega$	$\mathcal{R}_{para} = 1193.73 \Omega$
$C_p = 8.80 \text{ fF}$	$C_p = 8.22 \text{ fF}$	$C = 98.56 \text{ fF}$	$C = 92.06 \text{ fF}$
$R_f = 21.84 \Omega$	$R_f = 24.94 \Omega$	$\mathcal{R}_s = 5.07 \Omega$	$\mathcal{R}_s = 5.58 \Omega$

TABLE 4.1 – Paramètres microscopiques extraits expérimentalement à 295K, -0.4V sous 6mW de puissance et comparaison théorique. Les valeurs macroscopiques sont calculées à partir des relations (4.42) et (4.43) : $\mathcal{R}_{para} = \frac{N_p}{N_M} R_{inter}$, $C = \frac{N_M}{N_p} C_p$ et $\mathcal{R}_s = \frac{\alpha N}{N_M} R_f$.

Si les deux modèles semblent donner des résultats très similaires, ils permettent de surcroit de reproduire les résultats expérimentaux avec une bonne fidélité. Les valeurs microscopiques R_{inter} , C_p et R_f sont extraites des données expérimentales à partir de l'approximation du 1^{er} ordre puis, leurs équivalents macroscopiques \mathcal{R}_{para} , \mathcal{R}_s et C sont calculés à partir des expressions (4.42) et (4.43). La Table 1 rassemble l'ensemble des résultats et leur comparaison avec des estimations théoriques.

L'ordre de grandeur de la résistance théorique R_{inter} est estimé à partir de mesures courant-tension, la capacité C_p est calculée en utilisant les fonctions diélectriques ε_{InGaAs} et ε_{AlInAs} mesurées au Chapitre 2 et la résistance série est tirée de [207]. L'ensemble des valeurs expérimentales est en adéquation avec les valeurs théoriques.

La cohérence entre les modèles macroscopique et microscopique peut être soulignée en comparant les valeurs de fréquences de coupure obtenues. Pour le modèle microscopique la valeur est lue directement à partir de la chute de puissance de la Figure 4.18. Dans la vision macroscopique, la valeur de la fréquence de coupure peut se calculer à partir des pôles de la fonction de transfert du système. Pour un circuit RC parallèle et résistance série, l'unique fréquence de coupure est donnée par :

$$f_{-3dB} = \frac{\mathcal{R}_{para} + \mathcal{R}_s + Z_L}{2\pi C \mathcal{R}_{para} (\mathcal{R}_s + Z_L)} = 30.73 \text{ GHz} \quad (4.45)$$

Pour terminer ce chapitre, l'évolution du système en fonction de la température, de la tension et de la puissance optique incidente est étudiée. Pour expliquer l'invariance en température de la puissance hétérodyne (Figure 4.18) il faut repartir de la définition de R_{inter} . Si cette résistance peut être vue comme la parallèle d'une résistance d'obscurité avec une résistance optique DC, il en est de même pour l'analogie macroscopique $1/\mathcal{R}_{para} \equiv 1/\mathcal{R}_{dark} + 1/\mathcal{R}_{opt}$. La modélisation de l'ensemble des nappes de la Figure 4.12 à partir du jeu de paramètres macroscopiques \mathcal{R}_{para} , \mathcal{R}_s et C permet de comprendre de manière simple la dynamique du système et d'expliquer certaines de ses dépendances.

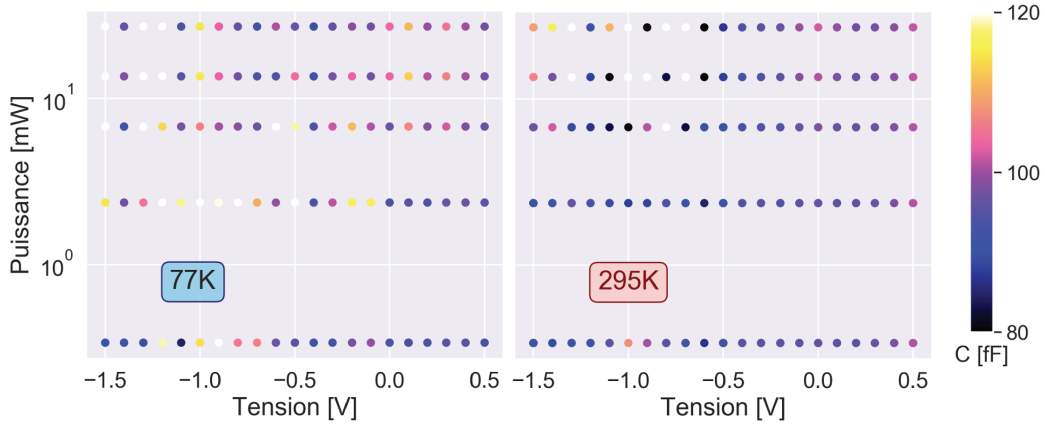


FIGURE 4.19 – Valeurs de capacité issues de la modélisation de la Figure 4.12 en fonction de la tension, la puissance optique incidente et la température.

La Figure 4.19 présente l'ensemble des capacités C issues de la modélisation des résultats dans l'espace (Température, Tension, Puissance). Globalement, aucune tendance majeure ne se dégage nettement. Cela traduit l'invariance des densités

de porteurs au sein de la structure QCD. Cette tendance est cohérente avec les règles de dessin suivies lors du design de la structure de bande : une attention est à porter afin que les porteurs restent localisés dans les puits optiques lorsque la température augmente. D'après la Figure 4.19 on estime la capacité C à $100 \text{ fF} \pm 10 \text{ fF}$, constante en tout point de l'espace (Tension, Puissance, Température).

Les valeurs de la résistance série sont représentées sur la Figure 4.20. Ici, une tendance à l'augmentation de la résistance avec la température est observée : $\mathcal{R}_s(77\text{K}) \sim 9 \Omega$ et $\mathcal{R}_s(295\text{K}) \sim 12 \Omega$. Cette dynamique suit le comportement classique d'un métal, dont sont composés les fils inter-patch, et n'affecte que marginalement la fréquence de coupure du dispositif.

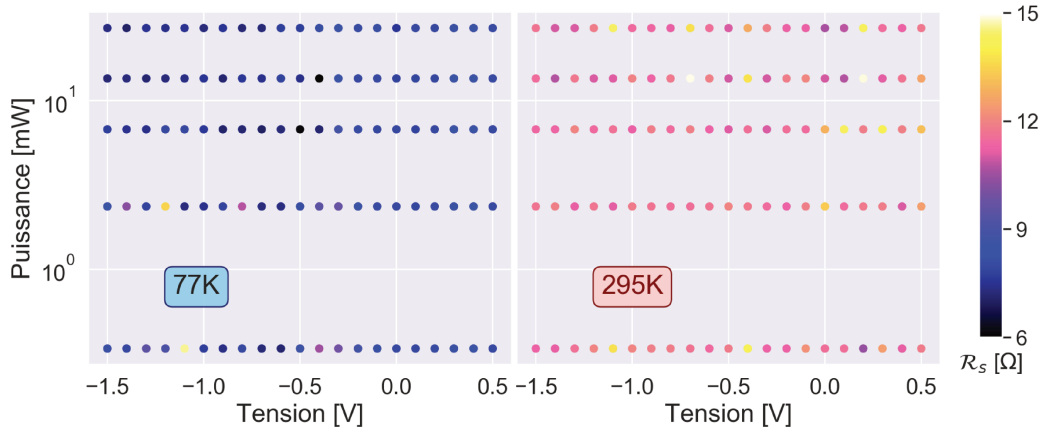


FIGURE 4.20 – Valeurs de \mathcal{R}_s issues de la modélisation de la Figure 4.12 en fonction de la tension, la puissance optique incidente et la température.

Les résultats de la modélisation de la résistance parallèle \mathcal{R}_{para} sont présentés sur la Figure 4.21. Pour plus de lisibilité, les tranches à tension fixes (0.2V, 0V et -0.4V), représentatives de la dynamique du système sont tracées. Les graphiques supérieurs décrivent l'évolution de \mathcal{R}_{para} en fonction de la puissance, caractérisée par une décroissance avec l'intensité optique comme attendu. À puissance optique nulle, $\mathcal{R}_{para} = \mathcal{R}_{dark}$. Cette résistance est beaucoup plus haute à basse température qu'à température ambiante et traduit simplement la dépendance en température du courant d'obscurité du détecteur. Par ailleurs, on constate une très légère dépendance en tension sur la gamme étudiée. La partie inférieure de la Figure 4.21 présente la composante $\mathcal{R}_{opt} = (1/\mathcal{R}_{dark} - 1/\mathcal{R}_{para})^{-1}$ extraite à partir des valeurs de \mathcal{R}_{dark} et de \mathcal{R}_{para} . On remarque pour les 3 valeurs de tensions une décroissance inversement proportionnelle à la puissance optique de forme α/P avec α une variable ajustable. Cette dynamique inversement proportionnelle à la puissance optique fait directement écho à l'équation (4.4) où le courant DC évolue en $\eta(P_s + P_{LO})$. Enfin, une invariance en température est observée sur

les trois points de tension. Une fois de plus, ce résultat, corrélé à l'invariance de la capacité C montre que la distribution des porteurs varie peu dans la structure avec la température et reste localisée dans l'état fondamental des puits actifs d'où la faible dépendance thermique de \mathcal{R}_{opt} . Ces résultats permettent d'expliquer l'invariance en température de la puissance hétérodyne (Figure 4.18) puisqu'à forte puissance optique, la résistance \mathcal{R}_{para} et par conséquent, la fréquence de coupure, est contrôlée par la valeur de \mathcal{R}_{opt} et non par \mathcal{R}_{dark} .

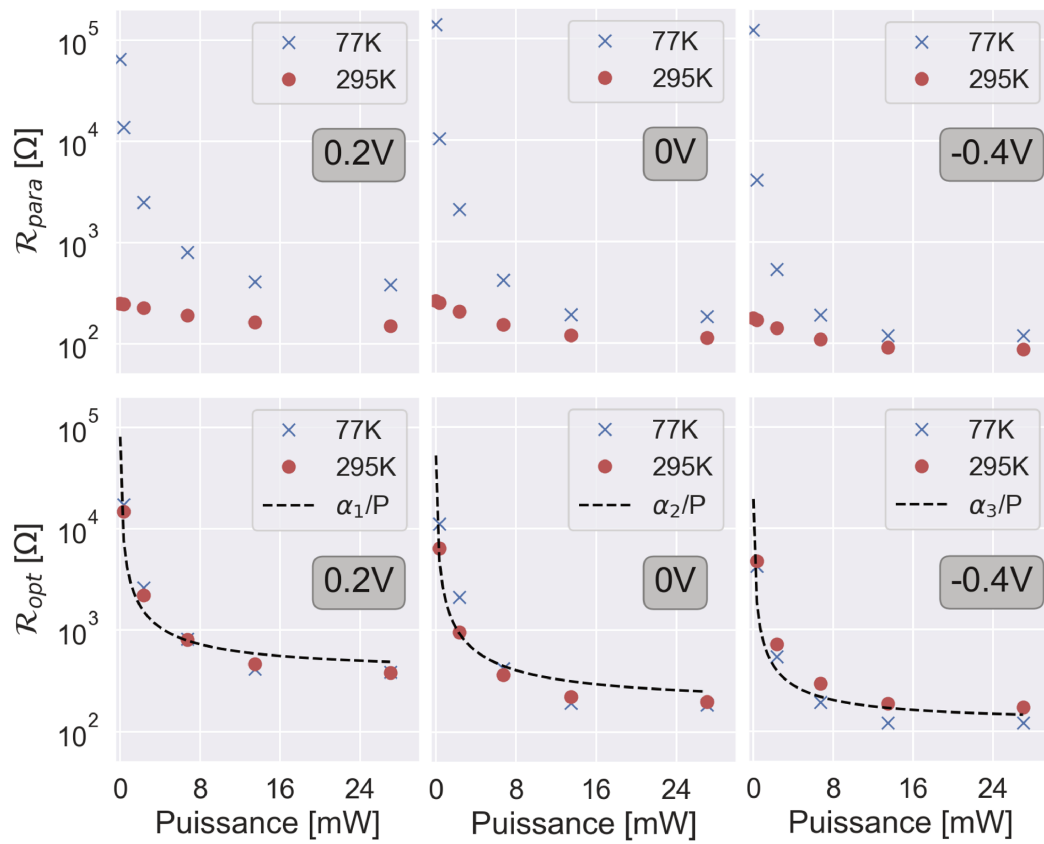


FIGURE 4.21 – Partie supérieure : \mathcal{R}_{para} en fonction de la puissance incidente pour trois valeurs de tension à 77K et 295K. Partie inférieure : Valeurs de \mathcal{R}_{opt} extraites de \mathcal{R}_{para} .

4.4 Bilan

Ce chapitre a mis en évidence l'intérêt d'un schéma de détection hétérodyne dans lequel la puissance de l'oscillateur local est utilisée afin de s'affranchir du bruit thermiquement généré. Les résultats expérimentaux placent l'échantillon étudié à l'état de l'art de la détection rapide moyen-infrarouge avec une bande passante plate jusqu'à 30GHz à température ambiante.

Pour la première fois, un modèle quantitatif basé sur des considérations microscopiques et géométriques permet de comprendre et d'expliquer le comportement RF de la structure QCD, en fonction de la tension, la puissance incidente et la température, via le développement d'un modèle RC simple. Concomitamment aux résultats du Chapitre 3, le régime haute fréquence privilégie les structures épaisses et diluées (à grand p) réduisant la capacité du système, principal facteur limitant de la bande passante avec la résistance série introduite par les fils.

Conclusion et perspectives

Les résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit ont mis en évidence l'intérêt de la filière QCD pour la détection MIR rapide. Les concepts de résonateurs plasmoniques exploités dans ce travail ont permis d'améliorer significativement le faible niveau de réponse des systèmes ISB évoqué au premier Chapitre et rendent accessibles les régimes de fonctionnement à température ambiante.

Dans le Chapitre 2, le rendement d'absorption d'un QCD en configuration patch est étudié en fonction des différentes grandeurs géométriques du système. Les résultats expérimentaux, expliqués dans le cadre de la Théorie des Modes Couplés, ont mis en évidence les conditions de résonance et de couplage critique de la structure active avec l'excitation incidente. Ce chapitre a permis en outre de mettre le doigt sur des anomalies entre théorie et mesure. Ce désaccord pourrait s'expliquer en partie par la sensibilité du système à la métallurgie et aux choix lors de la fabrication, avec un effet délétère sur les performances expérimentales du détecteur. Imputable à la diffusion de métaux lors des étapes de recuits, cette tendance pourra être confirmée par une étude TEM et des mesures de pertes optiques à l'interface métal-semiconducteur en fonction de différentes valeurs de recuits. Une solution alternative consisterait à repenser le choix de la métallisation en fonction des pertes et de la diffusion.

Dans un premier temps, le Chapitre 3 valide la stratégie de fabrication et le choix des procédés en salle blanche en démontrant des courants d'obscurité et une énergie d'activation entièrement contrôlés par la couche active QCD. Par ailleurs, les résultats expérimentaux obtenus sur la réponse place l'échantillon étudié à l'état de l'art de la filière QCD malgré un régime fortuit de couplage fort. De plus, l'excès de pertes ohmiques, corroboré dans les Chapitres 2 et 3 laisse présager que ces performances pourraient être nettement améliorées en reconsidérant le dopage de la zone active et le choix des métaux définissant la cavité.

La réduction de la surface du dispositif permise par l'effet d'antenne offre la possibilité d'exploiter l'efficacité des phénomènes de recombinaison des structures QCD en assurant une constante RC limitée. Dans un schéma de détection hétérodyne, une bande passante plate jusqu'à 30GHz à température ambiante est démontrée au Chapitre 4. Sur la base du transport série des structures QCD, un modèle électrique équivalent est développé à partir de considérations microscopiques et validé expérimentalement. Le modèle RC qui en découle donne une vision simple de

la dynamique du système en fonction de la température, la tension et la puissance incidente, et permet un dimensionnement de la bande-passante ainsi que de la puissance délivrée par le dispositif à partir du nombre de résonateurs, la géométrie du réseau et des caractéristiques microscopiques d'une période QCD.

Les différents résultats obtenus lors de cette thèse sont autant d'éléments à la faveur d'une expansion du QCD au-delà des laboratoires de recherche. Les structures plasmoniques exploitées ici apportent une réponse aux sensibilités modestes du QCD, souvent pointées du doigt, et permettent de tirer partie de tous les avantages de cette technologie : Un fonctionnement photovoltaïque avec un faible courant d'obscurité, l'existence de modèles prédictifs issus de la technologie QCL ainsi qu'un temps de réponse inférieur à la picoseconde particulièrement intéressant dans les applications à fort flux ou à haute fréquence. Si l'adaptation des architectures plasmoniques demandera encore des efforts d'intégration avant d'atteindre les applications d'imagerie, on peut aujourd'hui raisonnablement penser que les détecteurs à cascade quantique pourront trouver leur place sur le marché de la spectroscopie et des télécommunications.

Annexes

Élargissement des transitions en matrice densité

Soit un système à deux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ soumis à un champ \mathcal{E} dans l'approximation dipolaire électrique :

$$\mathcal{E} = E_0 \cos(\omega t) \boldsymbol{\varepsilon} \quad (\text{A.1})$$

On se place dans la jauge de Göppert-Mayer. L'hamiltonien perturbatif \mathcal{H}_p s'écrit à l'aide de l'opérateur dipolaire $D_{ij} = e \langle i | \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{r} | j \rangle$:

$$\mathcal{H}_p = -E_0 \begin{bmatrix} 0 & D_{12} \\ D_{21} & 0 \end{bmatrix} \cos(\omega t) \quad (\text{A.2})$$

Les termes diagonaux sont nuls par le même argument de symétrie que dans l'équation (1.17). On suppose également que les termes D_{12} et D_{21} sont réels donc égaux puisque la matrice H_p est hermitienne. Dans le formalisme de la matrice densité l'équation de Schrödinger $i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [(H_1 + H_p), \rho]$ se décompose ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{11}}{dt} &= i \frac{D_{12}}{\hbar} E_0 (\rho_{21} - \rho_{12}) \cos(\omega t) - \frac{\rho_{11} - \rho_{11}^{eq}}{T_1} \\ \frac{d\rho_{22}}{dt} &= -i \frac{D_{12}}{\hbar} E_0 (\rho_{21} - \rho_{12}) \cos(\omega t) - \frac{\rho_{22} - \rho_{22}^{eq}}{T_1} \\ \frac{d\rho_{21}}{dt} &= -i \frac{D_{12}}{\hbar} E_0 (\rho_{22} - \rho_{11}) \cos(\omega t) - i(\omega_{12} - \frac{i}{T_2}) \rho_{21} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Dans le système précédent on a posé :

- ρ_{ii} la probabilité de trouver une particule dans le niveau i . Cette grandeur est directement reliée au nombre d'électrons dans le niveau i par $N_i = N \rho_{ii}$ avec N le nombre total d'électrons dans le système.
- ρ_{ii}^{eq} la probabilité de trouver une particule dans le niveau i en l'absence de perturbation. On considère des niveaux suffisamment éloignés en énergie ($\Delta E \gg k_B T$). Tous les porteurs se trouvent dans le niveau fondamental à l'équilibre : $\rho_{11}^{eq} = 1$ et $\rho_{22}^{eq} = 0$.
- $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$ décrit la cohérence entre les état $|i\rangle$ et $|j\rangle$. D'après l'équation précédente, ρ_{ij} évolue comme une fonction périodique en ω . Dans la suite, on se place dans le référentiel tournant en posant $\rho_{21} = \sigma_{21} e^{-i\omega t}$ et $\rho_{12} = \sigma_{12} e^{i\omega t}$.

- $\omega_{12} = (E_2 - E_1)/\hbar$ où E_1 et E_2 sont les énergies propres de l'hamiltonien non perturbé \mathcal{H}_1 .
- T_1 : Ce paramètre homogène à un temps représente la durée de vie des porteurs dans leur état excité et dépend des processus inter-sousbandes. C'est le temps nécessaire aux électrons pour revenir à leur population d'équilibre ρ^{eq} , lorsque le terme d'entraînement en $\cos(\omega t)$ est nul.
- T_2 : C'est le temps durant lequel les niveaux vont garder leur cohérence lorsqu'on éteint l'excitation (processus intra-sousbandes).

En négligeant les termes non résonants en $e^{\pm 2i\omega}$, l'évolution de σ_{21} et des populations $\Delta\rho = \rho_{11} - \rho_{22}$ sont données par :

$$\frac{d}{dt}\sigma_{21} = i\frac{\Omega_{12}}{2}\Delta\rho - i\left[\Delta\omega - i\frac{1}{T_2}\right]\sigma_{21} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{d}{dt}\Delta\rho = -2\Omega_{12}\text{Im}(\sigma_{21}) - \frac{\Delta\rho - \Delta\rho^{eq}}{T_1} \quad (\text{A.5})$$

où $\Omega_{12} = E_0 D_{12}/\hbar$ définit la pulsation de Rabi et $\Delta\omega = (\omega - \omega_{12})$. La Figure A.1 présente l'évolution de l'occupation des niveaux et de leur cohérence en fonction de T_1 et de T_2 à résonance ($\Delta\omega = 0$ et σ_{21} est imaginaire pur). À T_{on} une excitation est appliquée sur le système ($\Omega_{12} \neq 0$) et vient coupler les niveaux. Le forçage est arrêté à T_{off} . L'effet de l'excitation extérieure est illustrée pour trois valeurs typiques (en ordre de grandeur) du temps de vie inter-sousbande T_1 (0.5, 5 et 50 ps) dans un détecteur ISB. Dans chacun de ces cas, trois valeurs pour le temps de cohérence T_2 sont tracées, correspondant à un système isolé ($T_2 = 2T_1$), un milieu dilué ($T_2 = T_1/2$) et un milieu dense caractérisé par de nombreuses sources venant détruire la cohérence des états ($T_2 = T_1/15$) [208].

Sur la Figure A.1a la cohérence des états, caractérisée par les oscillations de Rabi visibles sous excitation est contrôlée par le produit $T_1 T_2$. Chacun des processus inter et intra-sousbandes sont susceptibles de détruire la cohérence des états. Par définition T_1 traduit l'efficacité des processus du niveau 2 vers le niveau 1. La Figure A.1b permet d'arriver aux mêmes conclusions quant l'influence des temps de vie sur la cohérence des états.

En reprenant les équations précédentes à l'état stationnaire on obtient :

$$\Delta\rho = \frac{1 + \Delta\omega^2 T_2^2}{1 + \Delta\omega^2 T_2^2 + \Omega_{12}^2 T_1 T_2} \Delta\rho^{eq} \quad (\text{A.6})$$

$$\text{Im}(\sigma_{21}) = \frac{\Omega_{12} T_2}{2} \frac{1}{1 + \Delta\omega^2 T_2^2 + \Omega_{12}^2 T_1 T_2} \Delta\rho^{eq} \quad (\text{A.7})$$

$$\text{Re}(\sigma_{21}) = \frac{\Omega_{12} T_2^2}{2} \frac{\Delta\omega}{1 + \Delta\omega^2 T_2^2 + \Omega_{12}^2 T_1 T_2} \Delta\rho^{eq} \quad (\text{A.8})$$

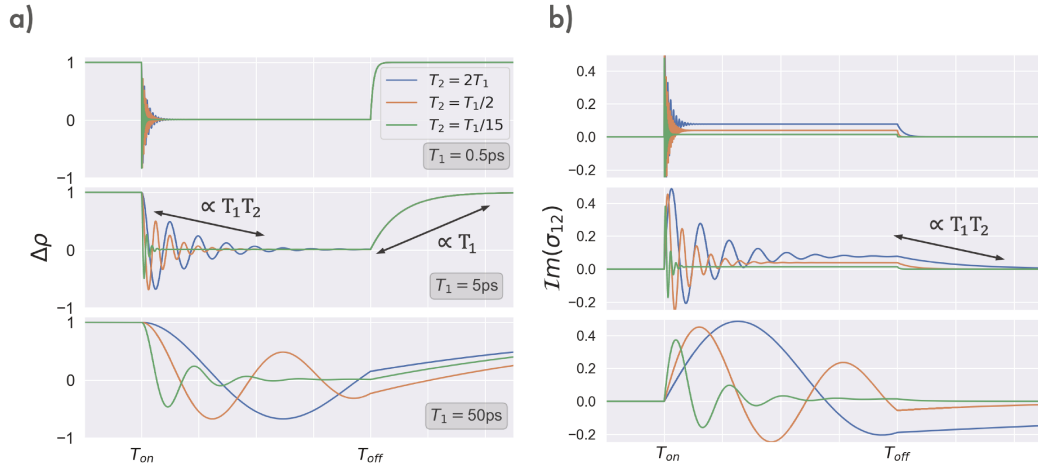


FIGURE A.1 – a) Différence de probabilité d’occupation des niveaux. b) Partie imaginaire de la cohérence σ_{12} des états. Simulations à $\Delta\omega = 0$.

D’après l’équation (A.6), à mesure que la puissance incidente augmente, les électrons passent du niveau 1 au niveau 2 jusqu’à ce que les populations des deux niveaux s’égalisent (Figure A.2a). Lorsque $\Omega_{12} \rightarrow \infty$, $\Delta\rho = 0$ et donc $N_1 = N_2 = N/2$, l’absorption est saturée (Figure A.2b). Dans ce système à deux niveaux, il n’est pas possible d’avoir $N_2 > N_1$ en régime stationnaire. Lorsque le flux de photon augmente, l’absorption tend à peupler le niveau excité jusqu’à ce que le taux d’émission stimulée viennent contrebalancer exactement le taux d’absorption.

On s’intéresse maintenant à la partie imaginaire du terme de cohérence. Dans ce qui suit, on montre qu’elle est directement liée à l’absorption du système. La Figure A.2b représente l’évolution de $\mathcal{I}m(\sigma_{21})$ en fonction de la puissance injectée. Pour $\Omega_{12}^2 < (1 + \Delta\omega^2 T_2^2)/(T_1 T_2)$, la partie imaginaire de σ_{21} est croissante et de plus en plus de porteurs occupent l’état excité. Au point où $\Omega_{12}^2 = (1 + \Delta\omega^2 T_2^2)/(T_1 T_2)$, la partie imaginaire présente un maximum. Cette valeur de l’intensité incidente correspond au compromis entre l’absorption et l’émission stimulée qui maximise la cohérence des états. Quand $\Omega_{12} \rightarrow \infty$ la cohérence des états tend vers 0.

On cherche maintenant à passer à l’absorption. Dans le formalisme de la matrice densité, la valeur moyenne du déplacement d’un porteur est donnée par :

$$\begin{aligned}
 \langle z \rangle &= \text{Tr}(\rho z) = \text{Tr} \left(\begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} \\ z_{21} & z_{22} \end{bmatrix} \right) \\
 &= z_{12}(\rho_{12} + \rho_{21}) \\
 &= z_{12}(\sigma_{12}e^{i\omega t} + \sigma_{21}e^{-i\omega t})
 \end{aligned} \tag{A.9}$$

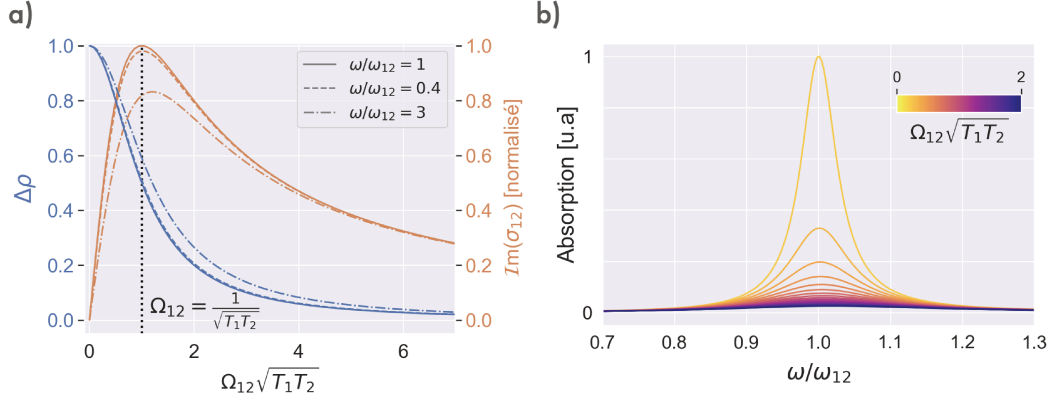


FIGURE A.2 – a) Évolution des populations et de la cohérence en fonction du produit $\Omega_{12}\sqrt{T_1T_2}$. Les valeurs des temps de vie correspondent au milieu dense $T_1 = 5ps$ et $T_2 = T_1/15$. b) Saturation de l'absorption en fonction de la puissance incidente et de la fréquence d'excitation.

avec $z_{11} = z_{22} = 0$ toujours par symétrie. On peut alors calculer la polarisation du milieu selon z :

$$\begin{aligned} P_z &= N\langle \mathbf{D} \cdot \mathbf{z} \rangle = ND_{12} (\sigma_{12}e^{i\omega t} + \sigma_{21}e^{-i\omega t}) \\ &= 2ND_{12} [\mathcal{R}e(\sigma_{21}) \cos(\omega t) + \mathcal{I}m(\sigma_{21}) \sin(\omega t)] \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

On définit la susceptibilité linéaire χ en utilisant la forme complexe du champ \mathcal{E} :

$$P_z = \mathcal{R}e(\varepsilon_0\chi E_0 e^{i\omega t}) = \varepsilon_0 E_0 [\chi' \cos(\omega t) - \chi'' \sin(\omega t)] \quad (\text{A.11})$$

Puisque $\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi' + i\chi'')$ on a par identification de (A.10) à (A.11) :

$$\varepsilon(\omega) = \frac{D_{12}^2 T_2}{\hbar} \frac{\Delta\omega T_2 - i}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \Omega_{12}^2 T_1 T_2} \Delta N^{\text{eq}} \quad (\text{A.12})$$

On obtient l'expression de l'absorption (en champ) à partir de l'indice optique n :

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \mathcal{I}m(n) \quad (\text{A.13})$$

Or

$$n = \sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0} = \sqrt{1 + \chi} \approx 1 + \frac{\chi}{2} \quad (\text{A.14})$$

puisque à résonance, $\mathcal{R}e(\chi) = \mathcal{R}e(\varepsilon) \approx 0$ et $\mathcal{I}m(\chi) \ll 1$. D'où :

$$\alpha = \frac{\omega}{2c\varepsilon_0} \mathcal{I}m(\varepsilon) = \frac{\omega D_{12}^2 T_2}{2c\varepsilon_0 \hbar} \frac{1}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \Omega_{12}^2 T_1 T_2} \Delta N^{\text{eq}} \quad (\text{A.15})$$

L'absorption est tracée sur la Figure A.2b. La diminution de l'absorption avec la puissance incidente reflète le phénomène de saturation d'absorption. L'absorption est maximale lorsque tous les porteurs se trouvent dans l'état fondamental ($\Omega_{12} = 0$). En pratique, pour des perturbations lasers incidentes de quelques milliwatts, d'un millimètre de diamètre, sur un puits quantique de matériaux III-V [209], $\Omega_{12} \sim \text{GHz}$ et $\sqrt{1/T_1 T_2} \sim \text{THz}$. Dans ce cas la largeur de l'absorption est indépendante de la puissance incidente et contrôlée par le temps de cohérence T_2 des états.

Fiche de croissance QCD27

Couches	Dopages Si (cm^{-3})	Matériaux	Épaisseurs (Å)	
Contact	5.8e17	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	500	
		$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	40	
Injecteur	1.2e17	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	72	
		$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	25	
Puits optique	6.7e17	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	16	} × 5 cycles
		$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	75	
		$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	16	
Cascade		$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	36	
		$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	39	
		$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	38	
		$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	42	
		$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	28	
		$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	53	
		$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	25	
Extracteur	1.2e17	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	72	
		$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	40	
Contact	5.8e17	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	500	
Couche d'arrêt		$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	2000	
Couche d'arrêt		$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	50	
Substrat		InP	500 μm	

TABLE B.1 – Fiche de croissance du QCD27 centré à 10.3 μm en accord de maille sur substrat InP.

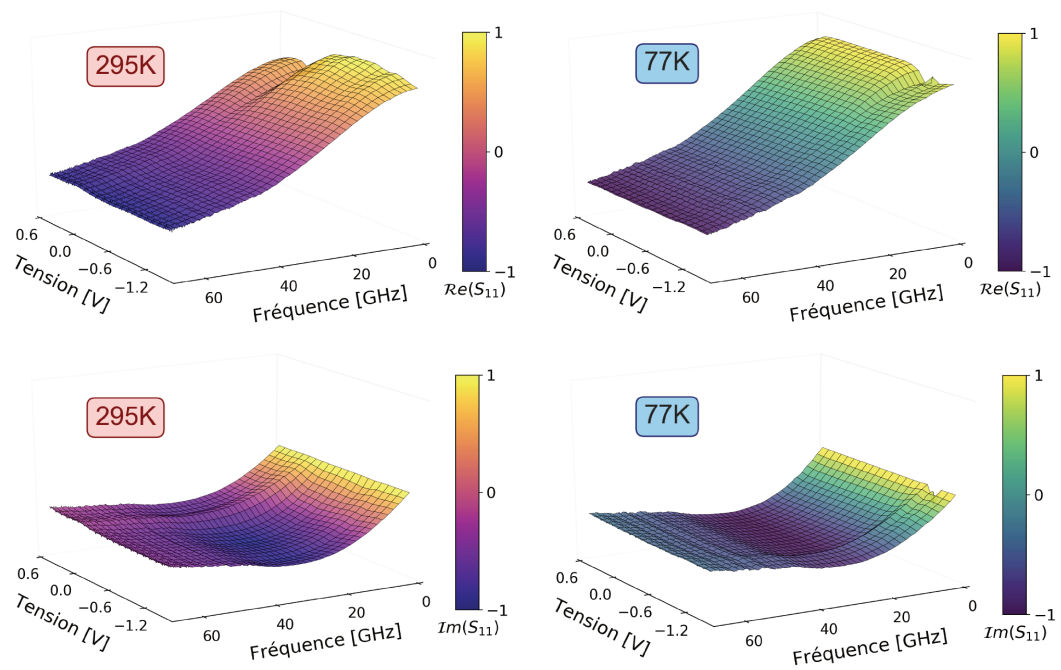
Coefficient S_{11} 

FIGURE C.1 – Mesures du coefficient de réflexion S_{11} (parties réelles et imaginaires) en fonction de la polarisation du réseau de QCD, de la température et de la fréquence RF à puissance optique nulle.

Bibliographie

- [1] William Herschel. Investigation of the powers of the prismatic colours to heat and illuminate objects. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 90 :255–283, 1800. (Cité en page 3.)
- [2] G. Kirchhoff. Ueber das verhältniss zwischen dem emissionsvermögen und dem absorptionsvermögen der körper für wärme und licht. *Annalen der Physik*, 185(2) :275–301, 1860. (Cité en page 3.)
- [3] J. Violle. Ueber die beziehung zwischen der warmestrahlung und der temperatur. *J. Phys. Theor. Appl.*, 10(1) :317–319, 1881. (Cité en page 3.)
- [4] H. Willy Wien. On the division of energy in the emission-spectrum of a black body. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 43(262) :214–220, 1897. (Cité en page 3.)
- [5] Lord Rayleigh. The law of partition of kinetic energy. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 49(296) :98–118, 1900. (Cité en page 3.)
- [6] Max Planck. Ueber das gesetz der energieverteilung im normalspectrum. *Annalen der Physik*, 309(3) :553–563, 1901. (Cité en page 4.)
- [7] Etienne Klein. Comment est née la physique quantique ? cité des sciences et de l'industrie, 2007. (Cité en page 4.)
- [8] T. J. Seebeck. Ueber die magnetische polarisation der metalle und erze durch temperaturdifferenz. *Annalen der Physik*, 82(3) :253–286, 1826. (Cité en page 4.)
- [9] S. P. Langley. The bolometer. *Nature*, 25(627) :14–16, 1881. (Cité en page 4.)
- [10] Frank Niklaus, Christian Vieider, and Henrik Jakobsen. MEMS-based uncooled infrared bolometer arrays : a review. *MEMS/MOEMS Technologies and Applications III*, 6836 :68360D, 2007. (Cité en page 5.)
- [11] Gil Ho Lee, Dmitri K. Efetov, Woochan Jung, Leonardo Ranzani, Evan D. Walsh, Thomas A. Ohki, Takashi Taniguchi, Kenji Watanabe, Philip Kim, Dirk Englund, and Kin Chung Fong. Graphene-based Josephson junction microwave bolometer. *Nature*, 586(7827) :42–46, 2020. (Cité en page 5.)
- [12] A. Rogalski, P. Martyniuk, and M. Kopytko. InAs / GaSb type-II superlattice infrared detectors : Future prospect. *Applied Physics Reviews*, 031304, 2017. (Cité en page 5.)
- [13] R. Ciupa and Antoni Rogalski. Performance limitation of photon and thermal infrared detectors. *Opto-electronics Review*, 5(4) :257–266, 1997. (Cité en page 5.)
- [14] A. Rogalski. History of infrared detectors. *Opto-electronics Review*, 20(3) :279–308, 2012. (Cité en page 5.)

- [15] W. Patrick Mccray. MBE deserves a place in the history books. *Nature Nanotechnology*, 2(5) :259–261, 2007. (Cité en page 5.)
- [16] Herbert Kroemer. The double-heterostructure concept : How it got started. *Proceedings of the IEEE*, 101(10) :2183–2187, 2013. (Cité en page 5.)
- [17] R. Tsu and L. Esaki. Tunneling in a finite superlattice. *Applied Physics Letters*, 22(11) :562–564, 1973. (Cité en page 5.)
- [18] S M Sze, L. Esaki, and R. Tsu. Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors. *Semiconductor Devices : Pioneering Papers*, 1856 :727–731, 1991. (Cité en page 5.)
- [19] W. W. Bewley, J. R. Lindle, C. S. Kim, M. Kim, C. L. Canedy, I. Vurgaftman, and J. R. Meyer. Lifetimes and auger coefficients in type-ii w interband cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 93 :041118, 2008. (Cité en page 6.)
- [20] Antoni Rogalski and Krzysztof Chrzanowski. Infrared devices and techniques. *Handbook of Optoelectronics, Second Edition : Concepts, Devices, and Techniques*, 1(2) :633–686, 2017. (Cité en page 6.)
- [21] U. Zavala-Moran, M. Bouschet, J. P. Perez, R. Alchaar, S. Bernhardt, I. Ribet-Mohamed, F. de Anda-Salazar, and P. Christol. Structural, optical and electrical characterizations of midwave infrared ga-free type-ii inas/inassb superlattice barrier photodetector. *Photonics*, 7(3), 2020. (Cité en page 6.)
- [22] A. Rogalski. Next decade in infrared detectors. In David A. Huckridge, Reinhard Ebert, and Helge B rsing, editors, *Electro-Optical and Infrared Systems : Technology and Applications XIV*, volume 10433, pages 128 – 152. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2017. (Cité en pages 6, 8 et 11.)
- [23] Chee Leong Tan and Hooman Mohseni. Emerging technologies for high performance infrared detectors. *Nanophotonics*, 7(1) :61, 2018. (Cité en page 6.)
- [24] B. K. Ridley. Electron scattering by confined LO polar phonons in a quantum well. *Phys. Rev. B*, 39 :5282–5286, 1989. (Cité en page 7.)
- [25] B. F. Levine, K. K. Choi, C. G. Bethea, J. Walker, and R. J. Malik. New 10 μm infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling GaAlAs superlattices. *Applied Physics Letters*, 50(16) :1092–1094, 1987. (Cité en page 7.)
- [26] H. C. Liu and H. Schneider. *Quantum Well Infrared Photodetectors : Physics and applications*. Springer Berlin Heidelberg, 2007. (Cité en pages 7, 9 et 82.)
- [27] H. C. Liu. Photoconductive gain mechanism of quantum well intersubband infrared detectors. *Applied Physics Letters*, 1507 :3–6, 1992. (Cité en page 7.)
- [28] Alexandre Delga. Quantum cascade detectors : A review. In Eric Tourni  and Laurent Cerutti, editors, *Mid-infrared Optoelectronics*, Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials, pages 337 – 377. Woodhead Publishing, 2020. (Cité en pages 8, 19, 20, 22, 25 et 85.)
- [29] J. A. Brum and G. Bastard. Resonant carrier capture by semiconductor quantum wells. *Physical Review B*, 33(2) :1420–1423, 1986. (Cité en page 8.)

- [30] Daniel Hofstetter, Mattias Beck, and Jérôme Faist. Quantum-cascade-laser structures as photodetectors. *Applied Physics Letters*, 81(15) :2683–2685, 2002. (Cité en pages 9, 67 et 68.)
- [31] L. Gendron, M. Carras, A. Huynh, V. Ortiz, C. Koeniguer, and V. Berger. Quantum cascade photodetector. *Applied Physics Letters*, 85(14) :2824–2826, 2004. (Cité en pages 9 et 67.)
- [32] A. Delga, M. Carras, V. Trinité, V. Guériaux, L. Doyennette, A. Nedelcu, H. Schneider, and V. Berger. Master equation approach of classical noise in intersubband detectors. *Phys. Rev. B*, 85 :245414, 2012. (Cité en pages 9 et 19.)
- [33] M. Lindskog, J. M. Wolf, V. Trinite, V. Liverini, J. Faist, G. Maisons, M. Carras, R. Aidam, R. Ostendorf, and A. Wacker. Comparative analysis of quantum cascade laser modeling based on density matrices and non-equilibrium green's functions. *Applied Physics Letters*, 105 :103106, 2014. (Cité en page 9.)
- [34] A. Delga, L. Doyennette, M. Carras, V. Trinité, and P. Bois. Johnson and shot noises in intersubband detectors. *Applied Physics Letters*, 102(16), 2013. (Cité en pages 9, 85 et 111.)
- [35] Clément Livache, Bertille Martinez, Nicolas Goubet, Charlie Gréboval, Junling Qu, Audrey Chu, Sébastien Royer, Sandrine Ithurria, Mathieu G Silly, Benoit Dubertret, and Emmanuel Lhuillier. A colloidal quantum dot infrared photodetector and its use for intraband detection Clément. *Nature Communications*, 10(1) :2125, 2019. (Cité en page 9.)
- [36] Elisa Riccardi, Sylvain Massabeau, Federico Valmorra, Simon Messelot, Michael Rosticher, Jérôme Tignon, Kenji Watanabe, Takashi Taniguchi, Matthieu Delbecq, Sukhdeep Dhillon, Robson Ferreira, Sébastien Balibar, Takis Kontos, and Juliette Mangeney. Ultrasensitive photoresponse of graphene quantum dots in the coulomb blockade regime to thz radiation. *Nano Letters*, 20(7) :5408–5414, 07 2020. (Cité en page 9.)
- [37] P. Martyniuk and A. Rogalski. Quantum-dot infrared photodetectors : Status and outlook. *Progress in Quantum Electronics*, 32(3) :89–120, 2008. (Cité en page 9.)
- [38] Jamie Phillips. Evaluation of the fundamental properties of quantum dot infrared detectors. *Journal of Applied Physics*, 91 :4590–4594, 2002. (Cité en page 9.)
- [39] Youngjin Jang, Arthur Shapiro, Maya Isarov, Anna Rubin-Brusilovski, Aron Safran, Adam K. Budniak, Faris Horani, Joanna Dehnel, Aldona Sashchiuk, and Efrat Lifshitz. Interface control of electronic and optical properties in iv-vi and ii-vi core/shell colloidal quantum dots : a review. *Chem. Commun.*, 53 :1002–1024, 2017. (Cité en page 9.)
- [40] Nicholas Kirkwood, Julius O. V. Monchen, Ryan W. Crisp, Gianluca Grimaldi, Huub A. C. Bergstein, Indy du Fossé, Ward van der Stam, Ivan Infante,

- and Arjan J. Houtepen. Finding and fixing traps in ii–vi and iii–v colloidal quantum dots : The importance of z-type ligand passivation. *Journal of the American Chemical Society*, 140(46) :15712–15723, 2018. (Cité en page 9.)
- [41] Mohammad Ali Khalighi and Murat Uysal. Survey on free space optical communication : A communication theory perspective. *IEEE Communications Surveys and Tutorials*, 16(4) :2231–2258, 2014. (Cité en pages 12 et 95.)
- [42] Benjamin P. Dix-Matthews, Sascha W Schediwy, David R Gozzard, Etienne Savalle, François Xavier Esnault, Thomas L v que, Charles Gravestock, Darlene D’Mello, Skevos Karpathakis, Michael Tobar, and Peter Wolf. Point-to-point stabilized optical frequency transfer with active optics. *Nature Communications*, 12(1) :1–8, 2021. (Cité en page 12.)
- [43] Abdulsalam Alkholidi. *Free Space Optical Communications — Theory and Practices*, pages 159–212. INTECH, 2014. (Cité en page 12.)
- [44] Alexandre Delga and Luc Leviandier. Free-space optical communications with quantum cascade lasers. In *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XVI*, volume 10926, pages 140 – 155. SPIE, 2019. (Cité en page 12.)
- [45] Paul Corrigan, Rainer Martini, Edward A Whittaker, and Clyde Bethea. Quantum cascade lasers and the Kruse model in free space optical communication. *Optics Express*, 17(6) :4355, 2009. (Cité en pages 12 et 13.)
- [46] Hamid Hemmati. *Near Earth Laser Communication*. CRC Press, 2 edition, 2020. (Cité en page 12.)
- [47] Takahiro Kishida, Takuya Sakaguti, Kazuo Kumamoto, and Zhou Hong. Transmission performance of FSO using 2 micron wavelength laser. In Benjamin B. Dingel, Katsutoshi Tsukamoto, and Spiros Mikroulis, editors, *Broadband Access Communication Technologies XV*, volume 11711, pages 28 – 35. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2021. (Cité en page 12.)
- [48] P. Lin, T Wang, W. Ma, Q. Yang, and Liu Z. 2 microns laser carriers in a simulated smoke channel based on an actively mode-locked fiber laser. *Optics Express*, 28(26) :39216–39226, 2020. (Cité en page 12.)
- [49] Guillaume Ducournau, Pascal Szriftgiser, Fabio Pavanello, Emilien Peytavit, Mohammed Zaknoune, Denis Bacquet, Alexandre Beck, Tahsin Akalin, and Jean-François Lampin. Thz communications using photonics and electronic devices : the race to data-rate. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 36(2) :198–220, 2015. (Cité en page 13.)
- [50] G rald Bastard and Joel Schulman. *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*, volume 45. Wiley, 1992. (Cité en page 14.)
- [51] Emmanuel Rosencher and Borge Vinter. *Optoelectronics*. Cambridge University Press, 2004. (Cité en pages 14 et 18.)
- [52] Claude Cohen-Tannoudji, Diu Bernard, and Laloe Franck. *Mécanique quantique : Tome I-II*. Hermann, Paris, 2iem edition, 1980. (Cité en page 14.)

- [53] P. Harrison. The nature of the electron distribution functions in quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 75 :2800–2802, 1999. (Cité en page 19.)
- [54] Takeya Unuma, Masahiro Yoshita, Takeshi Noda, Hiroyuki Sakaki, and Hidefumi Akiyama. Intersubband absorption linewidth in gaas quantum wells due to scattering by interface roughness, phonons, alloy disorder, and impurities. *Journal of Applied Physics*, 93 :1586–1597, 2003. (Cité en page 19.)
- [55] Felix Eickemeyer. *Ultrafast dynamics of coherent intersubband polarizations in quantum wells and quantum cascade laser structures*. PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I, 2002. (Cité en page 19.)
- [56] Jerome Faist, Federico Capasso, Carlo Sirtori, Deborah L. Sivco, and Alfred Y. Cho. Chapter 1 quantum cascade laser. In H.C. Liu and Federico Capasso, editors, *Intersubband Transitions in Quantum Wells : Physics and Device Applications II*, volume 66 of *Semiconductors and Semimetals*, pages 1–83. Elsevier, 1999. (Cité en page 19.)
- [57] Christian Jirauschek and Tillmann Kubis. Modeling techniques for quantum cascade lasers. *Applied Physics Reviews*, 1 :011307, 2014. (Cité en page 19.)
- [58] K. A. Romanova and Y. G. Galyametdinov. Theoretical simulation of quantum cascade lasers based on InGaAs/AlInAs and InGaAs/AlAsSb quantum wells. *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, 862 :022040, 2020. (Cité en page 19.)
- [59] Sumit Saha and Jitendra Kumar. Rate equation modelling and investigation of quantum cascade detector characteristics. *Superlattices and Microstructures*, 98 :70–77, 2016. (Cité en page 19.)
- [60] Romain Léon Terazzi. *Transport in quantum cascade lasers*. PhD thesis, ETH Zurich, Zürich, 2012. (Cité en pages 19 et 21.)
- [61] B. K. Ridley. *Electrons and phonons in semiconductor multilayers*. Cambridge studies in semiconductor physics and microelectronic engineering ; 5. Cambridge University Press, Cambridge, 1997. (Cité en page 19.)
- [62] L. Rowell, G. Yu, J. Lockwood, and J. Poole. Phonons in In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP(100) superlattices by infrared reflectance. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 68(16) :1–9, 2003. (Cité en pages 19 et 38.)
- [63] K. L. Vodopyanov, V. Chazapis, C. C. Phillips, B. Sung, and J. S. Harris. Intersubband absorption saturation study of narrow III-V multiple quantum wells in the $\lambda = 2.8\text{-}9\ \mu\text{m}$ spectral range. *Semiconductor Science and Technology*, 12(6) :708–714, 1997. (Cité en pages 19, 83 et 91.)
- [64] Virginie Trinité, Ezzeddine Ouerghemmi, Vincent Gu riaux, Mathieu Carras, Alexandru Nedelcu, Eric Costard, and Julien Nagle. Modelling of electronic transport in quantum well infrared photodetectors. *Infrared Physics & Technology*, 54(3) :204–208, 2011. Proceedings of the International Conference on Quantum Structure Infrared Photodetector (QSIP) 2010. (Cité en page 19.)

- [65] A. Vasanelli, A. Leuliet, C. Sirtori, A. Wade, G. Fedorov, D. Smirnov, G. Bastard, B. Vinter, M. Giovannini, and J. Faist. Role of elastic scattering mechanisms in GaInAs/AlInAs quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 89 :172120, 2006. (Cité en page 19.)
- [66] R. Ferreira and G. Bastard. Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures. *Phys. Rev. B*, 40 :1074–1086, 1989. (Cité en page 19.)
- [67] G. Bastard. *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*. Les Editions de Physique, Paris, 1988. (Cité en page 19.)
- [68] Alexandre Delga. *Du phénomène quantique au dispositif macroscopique, transport électronique dans les détecteurs inter-sousbandes*. PhD thesis, Université Paris-Diderot - Paris VII, 2012. (Cité en pages 19 et 21.)
- [69] Carlo Sirtori, Federico Capasso, Jérôme Faist, and Sandro Scandolo. Non-parabolicity and a sum rule associated with bound-to-bound and bound-to-continuum intersubband transitions in quantum wells. *Phys. Rev. B*, 50 :8663–8674, 1994. (Cité en page 20.)
- [70] Ajit V. Barve, Sang Jun Lee, Sam Kyu Noh, and Sanjay Krishna. Review of current progress in quantum dot infrared photodetectors. *Laser and Photonics Reviews*, 4(6) :738–750, 2010. (Cité en page 25.)
- [71] Rui Q. Yang, Zhaobing Tian, J. F. Klem, Tetsuya D. Mishima, Michael B. Santos, and Matthew B. Johnson. Interband cascade photovoltaic devices. *Applied Physics Letters*, 96(6) :2012–2015, 2010. (Cité en page 25.)
- [72] Jian V. Li, Rui Q. Yang, Cory J. Hill, and Shun Lien Chuang. Interband cascade detectors with room temperature photovoltaic operation. *Applied Physics Letters*, 86 :101102, 2005. (Cité en page 25.)
- [73] Zhiyang Xie, Jian Huang, Xuliang Chai, Zhuo Deng, Yaojiang Chen, Qi Lu, Zhicheng Xu, Jianxin Chen, Yi Zhou, and Baile Chen. High-speed InAs/GaSb mid-wave infrared interband cascade photodetector at room temperature. *arXiv*, 28(24) :36915–36923, 2020. (Cité en page 25.)
- [74] Wengang Bi and Aizhen Li. The dispersion of the refractive index of III-V semiconductors. *Journal of Applied Physics*, 71(6) :2826–2829, 1992. (Cité en page 26.)
- [75] Benedikt Schwarz, Peter Reininger, Andreas Harrer, Donald MacFarland, Hermann Detz, Aaron M. Andrews, Werner Schrenk, and Gottfried Strasser. The limit of quantum cascade detectors : A single period device. *Applied Physics Letters*, 111(6), 2017. (Cité en page 27.)
- [76] Barry Connor, Iain Carrie, Robert Craig, and John Parsons. Discriminative imaging using a LWIR polarimeter. *Electro-Optical and Infrared Systems : Technology and Applications V*, 7113 :71130K, 2008. (Cité en page 28.)
- [77] Han Wang, Honglou Zhen, Shilong Li, Youliang Jing, Gaoshan Huang, Yongfeng Mei, and Wei Lu. Self-rolling and light-trapping in flexible quan-

- tum well-embedded nanomembranes for wide-angle infrared photodetectors. *Science Advances*, 2(8), 2016. (Cité en pages 27 et 28.)
- [78] Alexandre Delga, Laetitia Doyennette, Vincent Berger, Mathieu Carras, Virginie Trinité, and Alexandru Nedelcu. Performances of quantum cascade detectors. *Infrared Physics and Technology*, 59 :100–107, 2013. (Cité en page 27.)
- [79] C. J. Chen, K. K. Choi, M. Z. Tidrow, and D. C. Tsui. Corrugated quantum well infrared photodetectors for normal incident light coupling. *Applied Physics Letters*, 68(11) :1446–1448, 1996. (Cité en page 27.)
- [80] Lukas Novotny and Bert Hecht. Principles of nano-optics, 2006. (Cité en pages 28 et 29.)
- [81] Patrick Bouchon, Charlie Koechlin, Fabrice Pardo, Riad Haïdar, and Jean-Luc Pelouard. Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas. *Optics Letters*, 37(6) :1038–1040, 2012. (Cité en page 28.)
- [82] Stéphane Collin, Fabrice Pardo, and Jean Luc Pelouard. Resonant-cavity-enhanced subwavelength metal-semiconductor-metal photodetector. *Applied Physics Letters*, 83(8) :1521–1523, 2003. (Cité en page 28.)
- [83] T. R. Schimert, S. L. Barnes, A. J. Brouns, F. C. Case, P. Mitra, and L. T. Claiborne. Enhanced quantum well infrared photodetector with novel multiple quantum well grating structure. *Applied Physics Letters*, 2846 :2846, 1995. (Cité en page 28.)
- [84] S. Kalchmair, H. Detz, G. D. Cole, A. M. Andrews, P. Klang, M. Nobile, R. Gansch, C. Ostermaier, W. Schrenk, and G. Strasser. Photonic crystal slab quantum well infrared photodetector. *Applied Physics Letters*, 98(1), 2011. (Cité en page 29.)
- [85] Peter Reininger, Benedikt Schwarz, Andreas Harrer, Tobias Zederbauer, Hermann Detz, Aaron Maxwell Andrews, Roman Gansch, Werner Schrenk, and Gottfried Strasser. Photonic crystal slab quantum cascade detector. *Applied Physics Letters*, 103(24), 2013. (Cité en page 29.)
- [86] Wei Wu, Alireza Bonakdar, and Hooman Mohseni. Plasmonic enhanced quantum well infrared photodetector with high detectivity. *Applied Physics Letters*, 96(16) :1–4, 2010. (Cité en page 29.)
- [87] Y. Todorov, L. Tosetto, J. Teissier, M. Andrews, P. Klang, R. Colombelli, I. Sagnes, G. Strasser, and C. Sirtori. Optical properties of metal-dielectric-metal microcavities in the THz frequency range. *Optics express*, 18(13) :13886–13907, 2010. (Cité en pages 29 et 47.)
- [88] Cheryl Feuillet-Palma, Yanko Todorov, Angela Vasanelli, and Carlo Sirtori. Strong near field enhancement in THz nano-antenna arrays. *Scientific Reports*, 3, 2013. (Cité en page 29.)
- [89] Daniele Palaferri, Yanko Todorov, Alireza Mottaghizadeh, Giulia Frucci, Giorgio Biasiol, and Carlo Sirtori. Ultra-subwavelength resonators for high tempe-

- ature high performance quantum detectors. *New Journal of Physics*, 18(11), 2016. (Cité en page 29.)
- [90] Daniele Palaferri, Yanko Todorov, Azzurra Bigioli, Alireza Mottaghizadeh, Djamal Gacemi, Allegra Calabrese, Angela Vasanelli, Lianhe Li, A. Giles Davies, Edmund H. Linfield, Filippos Kapsalidis, Mattias Beck, Jérôme Faist, and Carlo Sirtori. Room-temperature nine- μm -wavelength photodetectors and GHz-frequency heterodyne receivers. *Nature*, 556(7699) :85–88, 2018. (Cité en pages 29, 53, 92, 93 et 96.)
- [91] U. Fano. Atomic theory of electromagnetic interactions in dense materials. *Physical Review*, 103(5) :1202–1218, 1956. (Cité en page 29.)
- [92] Robert L. Olmon, Brian Slovick, Timothy W. Johnson, David Shelton, Sang Hyun Oh, Glenn D. Boreman, and Markus B. Raschke. Optical dielectric function of gold. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 86(23) :1–9, 2012. (Cité en pages 30 et 38.)
- [93] M. A. Ordal, L. L. Long, R. J. Bell, S. E. Bell, R. R. Bell, R. W. Alexander, and C. A. Ward. Optical properties of the metals Al,Co,Cu,Au,Fe,Pb,Ni,Pd,Pt,Ag,Ti , and W in the infrared and far infrared. *Applied optics*, 22(7), 1983. (Cité en page 30.)
- [94] Dmitri K. Gramotnev, Anders Pors, Morten Willatzen, and Sergey I. Bozhevolnyi. Gap-plasmon nanoantennas and bowtie resonators. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 85(4) :1–9, 2012. (Cité en page 31.)
- [95] William A. Beck and Mark S. Mirotznik. Microstrip antenna coupling for quantum-well infrared photodetectors. *Infrared Physics and Technology*, 42(3-5) :189–198, 2001. (Cité en page 31.)
- [96] D. Palaferri, Y. Todorov, Y. N. Chen, J. Madeo, A. Vasanelli, L. H. Li, A. G. Davies, E. H. Linfield, and C. Sirtori. Patch antenna terahertz photodetectors. *Applied Physics Letters*, 106(16) :1–6, 2015. (Cité en page 31.)
- [97] Pavel Ginzburg and Meir Orenstein. Plasmonic transmission lines : from micro to nano scale with $\lambda/4$ impedance matching. *Optics Express*, 15(11) :6762, 2007. (Cité en page 31.)
- [98] Fei Ding, Yuanqing Yang, Rucha A. Deshpande, and Sergey I. Bozhevolnyi. A review of gap-surface plasmon metasurfaces : Fundamentals and applications. *Nanophotonics*, 7(6) :1129–1156, 2018. (Cité en page 31.)
- [99] Arif E. Cetin, Ahmet F. Coskun, Betty C. Galarreta, Min Huang, David Herman, Aydogan Ozcan, and Hatice Altug. Handheld high-throughput plasmonic biosensor using computational on-chip imaging. *Light : Science and Applications*, 3(April 2013), 2014. (Cité en page 31.)
- [100] Matthieu Duperron. *Conception et caractérisation de nanoantennes plasmoniques pour la photodétection infrarouge refroidie*. PhD thesis, Université de technologie Troyes, 2013. (Cité en pages 32 et 43.)
- [101] Mikhail N. Polyanskiy. Refractive index database. <https://refractiveindex.info>. (Cité en page 33.)

- [102] Vadim Siklitsky. Ioffe new semiconductor materials. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/nk/index.html>. (Cité en page 33.)
- [103] Michael Verdun. *Photodétecteurs InGaAs nanostructurés pour l'imagerie infrarouge*. PhD thesis, Université Paris Saclay, 2017. (Cité en page 33.)
- [104] S. Monneret, P. Huguet-Chant me, and F. Flory. m-Lines technique : Prism coupling measurement and discussion of accuracy for homogeneous waveguides. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 2(3) :188–195, 2000. (Cité en page 33.)
- [105] Hidetoshi Onodera, Ikuo Awai, and Jun-ichi Ikenoue. Refractive-index measurement of bulk materials : prism coupling method. *Applied Optics*, 22(8) :1194, 1983. (Cité en page 33.)
- [106] D. W. Berreman. Infrared absorption at longitudinal optic frequency in cubic crystal films. *Physical Review*, 130(6), 1963. (Cité en page 33.)
- [107] B. Harbecke, B. Heinz, and P. Grosse. Optical properties of thin films and the Berreman effect. *Applied Physics A Solids and Surfaces*, 38(4) :263–267, 1985. (Cité en page 33.)
- [108] Hiroyuki Fujiwara. *Spectroscopic ellipsometry : principles and applications*. John Wiley & Sons, 2007. (Cité en page 33.)
- [109] Max Born and Emil Wolf. *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light (7th Edition)*. Cambridge University Press, 7th edition, 1999. (Cité en pages 34 et 43.)
- [110] Kevin M McPeak, Sriharsha V Jayanti, Stephan JP Kress, Stefan Meyer, Stelio Iotti, Aurelio Rossinelli, and David J Norris. Plasmonic films can easily be better : rules and recipes. *ACS photonics*, 2(3) :326–333, 2015. (Cité en page 35.)
- [111] Sadao Adachi. Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, $Al_xGa_{1-x}As$, and $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$. *Journal of Applied Physics*, 66(12) :6030–6040, 1989. (Cité en pages 38 et 40.)
- [112] Elias Burstein. Anomalous optical absorption limit in InSb. *Physical Review*, 93(3) :632–633, 1954. (Cité en page 38.)
- [113] J. C. Portal, G. Gregoris, M. A. Brummell, R. J. Nicholas, M. Razeghi, M. A. Di Forte-Poisson, K. Y. Cheng, and A. Y. Cho. Two-dimensional magnetophonon resonance in GaInAs-Inp and GaInAs-AlInAs heterojunction and superlattices. *Surface Science*, 68(142) :368–374, 1983. (Cité en page 38.)
- [114] M. A. Ordal, L. L. Long, R. J. Bell, S. E. Bell, R. R. Bell, R. W. Alexander, and C. A. Ward. Optical properties of the metals Al,Co,Cu,Au,Fe,Pb,Ni,Pd,Pt,Ag,Ti , and W in the infrared and far infrared. *App Opt*, 22(7) :1099–1120, 1983. (Cité en page 38.)
- [115] A. Raymond, J. L. Robert, and C. Bernard. The electron effective mass in heavily doped GaAs. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 12(12) :2289–2293, 1979. (Cité en page 38.)

- [116] M. Renaudat. *Modulation ultra rapide d'un laser à cascade quantique*. PhD thesis, Université Paris Diderot - Paris 7, 2015. (Cité en page 40.)
- [117] M. J. Mondry, D. I. Babic, J. E. Bowers, and L. A. Coldren. Refractive indexes of (Al,Ga,In)As epilayers on InP for optoelectronic applications. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 4(6) :627–630, 1992. (Cité en page 40.)
- [118] Per Christian Hansen, Víctor Pereyra, and Godela Scherer. *Least Squares Data Fitting with Applications*. Johns Hopkins University Press, 2013. (Cité en page 41.)
- [119] Yanko Todorov and Carlo Sirtori. Intersubband polaritons in the electrical dipole gauge. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 85(4), 2012. (Cité en pages 43 et 51.)
- [120] T. D. Visser, B. Demeulenaere, J. Haes, D. Lenstra, R. Baets, and H. Blok. Confinement and modal gain in dielectric waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, 14(5) :885–887, 1996. (Cité en page 44.)
- [121] T. D. Visser, H. Blok, B. Demeulenaere, and D. Lenstra. Confinement factors and gain in optical amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(10) :1763–1766, 1997. (Cité en page 44.)
- [122] *Microstrip Microwave Antennas*. Proc. of Third Symp. on USAF Antenna Research and Development Program, 1953. (Cité en page 46.)
- [123] Ranjan Mishra. An Overview of Microstrip. *International Journal of Technology Innovations and Research*, 21(2) :1–17, 2016. (Cité en page 46.)
- [124] N. Fletcher and T. Rossing. *The Physics of musical instruments*. Springer, New York, 1998. (Cité en page 47.)
- [125] Constantine A. Balanis. *Antenna theory : analysis and design*. Wiley-Interscience, 2005. (Cité en pages 48 et 53.)
- [126] J. Le Perchec, Y. Desieres, N. Rochat, and R. Espiau De Lamaestre. Subwavelength optical absorber with an integrated photon sorter. *Applied Physics Letters*, 100(11) :1–5, 2012. (Cité en page 48.)
- [127] S. E. Miller. Coupled Wave Theory and Waveguide Applications. *Bell System Technical Journal*, 33(3) :661–719, 1954. (Cité en page 48.)
- [128] H.A. Haus and K.F. Šipilov. *Waves and Fields in Optoelectronics*. Prentice-Hall series in solid state physical electronics. Prentice-Hall, 1984. (Cité en page 48.)
- [129] Wonjoo Suh, Zheng Wang, and Shanhui Fan. Temporal coupled-mode theory and the presence of non-orthogonal modes in lossless multimode cavities. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 40(10) :1511–1518, 2004. (Cité en page 48.)
- [130] Manfred Helm. Chapter 1 the basic physics of intersubband transitions. In H.C. Liu and Federico Capasso, editors, *Intersubband Transitions in Quantum Wells : Physics and Device Applications I*, volume 62 of *Semiconductors and Semimetals*, pages 1–99. Elsevier, 1999. (Cité en page 51.)

- [131] Heinz-Peter Breuer and Petruccione Francesco. *Theory of open quantum systems*. Oxford University Press, 2002. (Cité en page 57.)
- [132] S. Ramo. Currents induced by electron motion. *Proceedings of the IRE*, 27(9) :584–585, 1939. (Cité en page 66.)
- [133] P. D. Yoder, K. Gärtner, and W. Fichtner. A generalized ramo–shockley theorem for classical to quantum transport at arbitrary frequencies. *Journal of Applied Physics*, 79 :1951–1954, 1996. (Cité en page 66.)
- [134] L. Gendron, C. Koeniguer, V. Berger, and X. Marcadet. High resistance narrow band quantum cascade photodetectors. *Applied Physics Letters*, 86(12) :1–3, 2005. (Cité en page 67.)
- [135] A. Buffaz, M. Carras, L. Doyennette, A. Nedelcu, X. Marcadet, and V. Berger. Quantum cascade detectors for very long wave infrared detection. *Applied Physics Letters*, 96(17) :17–20, 2010. (Cité en page 67.)
- [136] Marcel Graf, Nicolas Hoyler, Marcella Giovannini, Jérôme Faist, and Daniel Hofstetter. InP-based quantum cascade detectors in the mid-infrared. *Applied Physics Letters*, 88(24) :1–3, 2006. (Cité en page 67.)
- [137] Fabrizio R. Giorgetta, Esther Baumann, Marcel Graf, Lassaad Ajili, Nicolas Hoyler, Marcella Giovannini, Jérôme Faist, Daniel Hofstetter, Peter Krötz, and Guido Sonnabend. 16.5 μm Quantum Cascade Detector Using Miniband Transport. *Applied Physics Letters*, 90(23) :1–3, 2007. (Cité en page 67.)
- [138] F. R. Giorgetta, E. Baumann, R. Théron, M. L. Pellaton, D. Hofstetter, M. Fischer, and J. Faist. Short wavelength (4 μm) quantum cascade detector based on strain compensated InGaAs/InAlAs. *Applied Physics Letters*, 92(12) :1–3, 2008. (Cité en page 67.)
- [139] Fabrizio R. Giorgetta, Esther Baumann, Marcel Graf, Quankui Yang, Christian Manz, Klaus Köhler, Harvey E. Beere, David A. Ritchie, Edmund Linfield, Alexander G. Davies, Yuriy Fedoryshyn, Heinz Jäckel, Milan Fischer, Jérôme Faist, and Daniel Hofstetter. Quantum cascade detectors. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 45(8) :1039–1052, 2009. (Cité en pages 67 et 68.)
- [140] Daniel Hofstetter, Fabrizio R. Giorgetta, Esther Baumann, Quankui Yang, Christian Manz, and Klaus Köhler. Midinfrared quantum cascade detector with a spectrally broad response. *Applied Physics Letters*, 93(22) :29–31, 2008. (Cité en pages 67 et 68.)
- [141] Shen Qiang Zhai, Jun Qi Liu, Feng Qi Liu, and Zhan Guo Wang. A normal incident quantum cascade detector enhanced by surface plasmons. *Applied Physics Letters*, 100(18) :1–5, 2012. (Cité en page 67.)
- [142] Shen Qiang Zhai, Jun Qi Liu, Xue Jiao Wang, Ning Zhuo, Feng Qi Liu, Zhan Guo Wang, Xi Hui Liu, Ning Li, and Wei Lu. 19 μm Quantum Cascade Infrared Photodetectors. *Applied Physics Letters*, 102(19), 2013. (Cité en page 67.)

- [143] Xuejiao Wang, Junqi Liu, Shenqiang Zhai, Fengqi Liu, and Zhanguo Wang. Room temperature quantum cascade detector operating at $4.3 \mu\text{m}$. *Journal of Semiconductors*, 35(10) :24–27, 2014. (Cité en page 67.)
- [144] T. Dougakiuchi, K. Fujita, T. Hirohata, A. Ito, M. Hitaka, and T. Edamura. High photoresponse in room-temperature quantum cascade detectors based on a coupled-well design. *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XIV*, 10111(January 2017) :101112D, 2017. (Cité en page 67.)
- [145] Benedikt Schwarz, Peter Reininger, Hermann Detz, Tobias Zederbauer, Aaron Maxwell Andrews, Stefan Kalchmair, Werner Schrenk, Oskar Baumgartner, Hans Kosina, and Gottfried Strasser. A bi-functional quantum cascade device for same-frequency lasing and detection. *Applied Physics Letters*, 101(19), 2012. (Cité en pages 67 et 68.)
- [146] A. Harrer, B. Schwarz, S. Schuler, P. Reininger, A. Wirthmüller, H. Detz, D. MacFarland, T. Zederbauer, A. M. Andrews, M. Rothermund, H. Oppermann, W. Schrenk, and G. Strasser. $4.3 \mu\text{m}$ Quantum Cascade Detector in Pixel Configuration. *Optics Express*, 24(15) :17041, 2016. (Cité en page 67.)
- [147] Benedikt Schwarz, Peter Reininger, Andreas Harrer, Donald MacFarland, Hermann Detz, Aaron M. Andrews, Werner Schrenk, and Gottfried Strasser. The limit of quantum cascade detectors : A single period device. *Applied Physics Letters*, 111(6), 2017. (Cité en page 67.)
- [148] Yu Song, Rajaram Bhat, Tzu Yung Huang, Pranav Badami, Chung En Zah, and Claire Gmachl. III-nitride quantum cascade detector grown by metal organic chemical vapor deposition. *Applied Physics Letters*, 105(18) :4–7, 2014. (Cité en page 67.)
- [149] Arvind P. Ravikumar, Thor A. Garcia, Joel De Jesus, Maria C. Tamargo, and Claire F. Gmachl. High detectivity short-wavelength II-VI quantum cascade detector. *Applied Physics Letters*, 105(6), 2014. (Cité en page 67.)
- [150] Arvind P. Ravikumar, Joel De Jesus, Maria C. Tamargo, and Claire F. Gmachl. High performance, room temperature, broadband II-VI quantum cascade detector. *Applied Physics Letters*, 107(14), 2015. (Cité en page 67.)
- [151] A. Bigioli, G. Armaroli, D. Palaferri, Y. Todorov, A. Vasanelli, D. Gacemi, L. Lianhe, A. Giles Davies, E. H. Linfield, and C. Sirtori. High sensitivity $9 \mu\text{m}$ metamaterial Infrared QC detectors at 300K. *International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz*, 2019-Sept :113016, 2019. (Cité en pages 67 et 68.)
- [152] M. Graf, G. Scalari, D. Hofstetter, and J. Faist. Terahertz quantum well infrared photodetector. *APS Meeting Abstracts*, 84 :475–477, 2000. (Cité en page 68.)
- [153] Daniel Hofstetter, Marcel Graf, Thierry Aellen, Jérôme Faist, Lubos Hvozدارa, and Stéphane Blaser. 23 GHz operation of a room temperature photovoltaic quantum cascade detector at $5.35 \mu\text{m}$. *Applied Physics Letters*, 89(6) :20–22, 2006. (Cité en pages 68 et 93.)

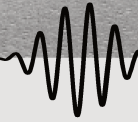
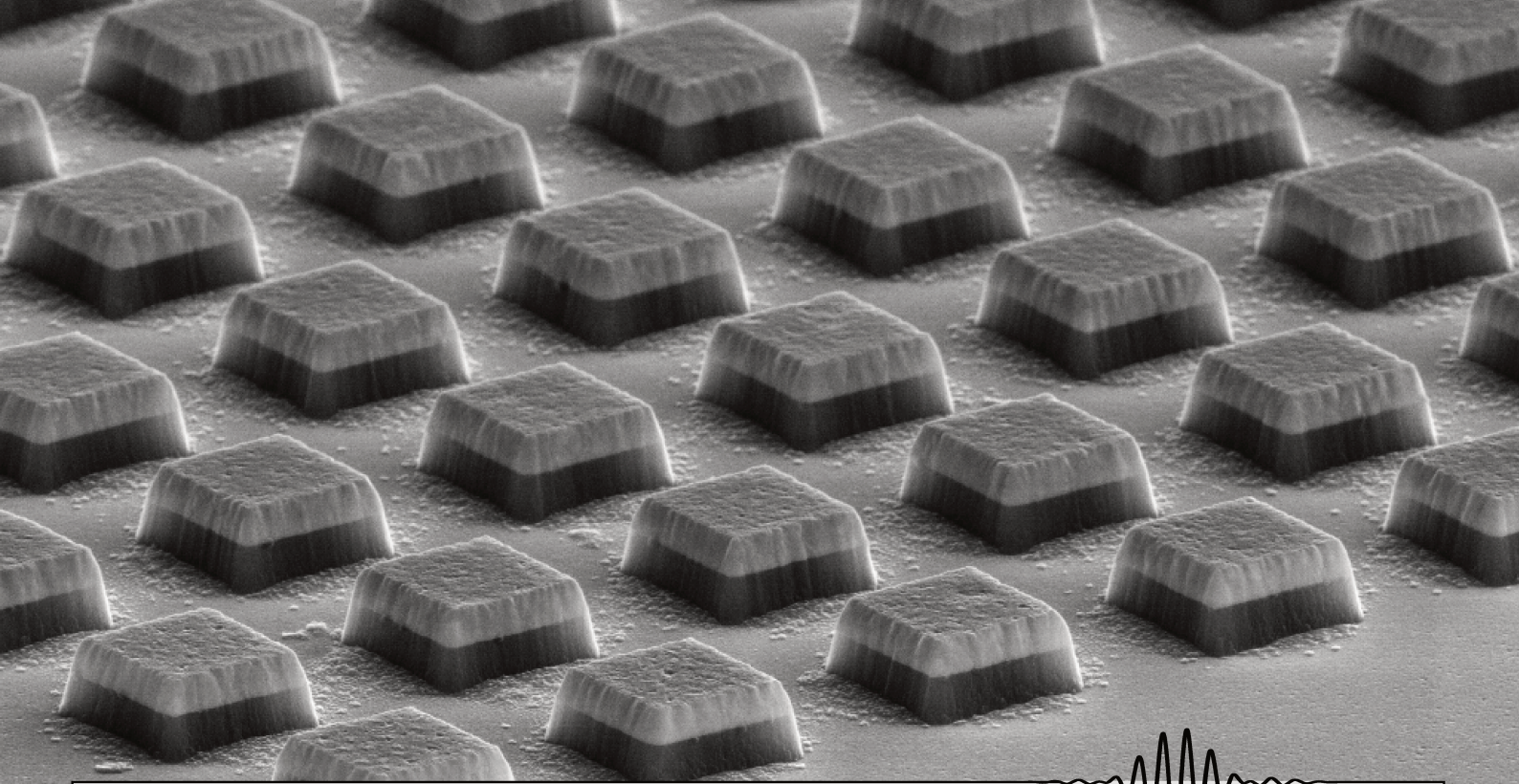
- [154] Benedikt Schwarz, Peter Reininger, Daniela Ristanić, Hermann Detz, Aaron Maxwell Andrews, Werner Schrenk, and Gottfried Strasser. Monolithically integrated mid-infrared lab-on-a-chip using plasmonics and quantum cascade structures. *Nature Communications*, 5(1) :4085, 2014. (Cité en page 68.)
- [155] Alexandre Delga. Quantum cascade detectors : A review. In Eric Tourni  and Laurent Cerutti, editors, *Mid-infrared Optoelectronics*, Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials, pages 337–377. Woodhead Publishing, 2020. (Cité en page 68.)
- [156] X. F. Ang, G. G. Zhang, J. Wei, Z. Chen, and C. C. Wong. Temperature and pressure dependence in thermocompression gold stud bonding. *Thin Solid Films*, 504(1-2) :379–383, 2006. (Cité en page 69.)
- [157] Christine H. Tsau, S. Mark Spearing, and Martin A. Schmidt. Characterization of wafer-level thermocompression bonds. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 13(6) :963–971, 2004. (Cité en page 69.)
- [158] J. S. Huang and C. B. Vartuli. Scanning transmission electron microscopy study of Au/Zn/Au/Cr/Au and Au/Ti/Pt/Au/Cr/Au contacts to p-type InGaAs/InP. *Journal of Applied Physics*, 93(9) :5196–5200, 2003. (Cité en page 69.)
- [159] Daniel Berkoh and Sarang Kulkarni. Challenges in lift-off process using CAMP negative photoresist in III-V IC fabrication. *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*, 32(4) :513–517, 2019. (Cité en page 72.)
- [160] Hsin-Yi Chen and Harry E. Ruda. Inductively coupled plasma etching of InP using CH₄/H₂ and CH₄/H₂/N₂. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 20(1) :47, 2002. (Cité en page 73.)
- [161] B. Paulillo. *Circuit-tunable subwavelength terahertz devices*. PhD thesis, Université Paris Saclay, 2016. (Cité en page 73.)
- [162] S. Jie. JMEMS Letters High Yield Microfabrication of Air Bridges. *Journal Of Microelectromechanical Systems*, 21(6) :1285–1287, 2012. (Cité en page 73.)
- [163] Allison G. Caster, Stefan Kowarik, Adam M. Schwartzberg, Olivier Nicolet, Sang Hyun Lim, and Stephen R. Leone. Observing hydrogen silsesquioxane cross-linking with broadband CARS. *Journal of Raman Spectroscopy*, 40(7) :770–774, 2009. (Cité en page 73.)
- [164] Joan Vila-Comamala, Sergey Gorelick, Vitaliy A. Guzenko, and Christian David. 3D Nanostructuring of hydrogen silsesquioxane resist by 100 keV electron beam lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics : Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, 29(6) :06F301, 2011. (Cité en page 73.)
- [165] Olivier Gravrand, J. Wlassow, and L. Bonfond. A calibration method for the measurement of IR detector spectral responses using a FTIR spectrometer equipped with a DTGS reference cell. *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VI*, 9154 :91542O, 2014. (Cité en page 77.)

- [166] A. Vardi, G. Bahir, F. Guillot, C. Bougerol, E. Monroy, S. E. Schacham, M. Tchernycheva, and F. H. Julien. Near infrared quantum cascade detector in GaN/AlGaN/AlN heterostructures. *Applied Physics Letters*, 92 :011112, 2008. (Cité en page 80.)
- [167] L. Esaki and L. L. Chang. New transport phenomenon in a semiconductor "superlattice". *Physical Review Letters*, 33(8) :495–498, 1974. (Cité en page 82.)
- [168] Emmanuel Lhuillier, Vincent Gu eriaux, Virginie Trinité, and Mathieu Carras. Influence of sawtooth patterns on the detection properties of quantum well infrared photodetectors. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 48(5) :665–668, 2012. (Cité en page 82.)
- [169] A. Amann, A. Wacker, L. L. Bonilla, and E. Sch oll. Dynamic scenarios of multistable switching in semiconductor superlattices. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 63(6) :1–8, 2001. (Cité en page 82.)
- [170] A. Delga, L. Doyennette, A. Buffaz, V. Berger, F. R. Jasnot, L. A. De Vaultchier, N. P er -Laperne, and H. C. Liu. Space charge mediated negative differential resistance in terahertz quantum well detectors. *Journal of Applied Physics*, 110(1), 2011. (Cité en page 82.)
- [171] C. Koeniguer, G. Dubois, A. Gomez, and V. Berger. Electronic transport in quantum cascade structures at equilibrium. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 74(23), 2006. (Cité en pages 85 et 111.)
- [172] Tatsuo Dougakiuchi, Akio Ito, Masahiro Hitaka, Kazuue Fujita, and Masamiichi Yamanishi. Ultimate response time in mid-infrared high-speed low-noise quantum cascade detectors. *Applied Physics Letters*, 118 :041101, 1 2021. (Cité en pages 91 et 93.)
- [173] B. K. Ridley. Electron scattering by confined LO polar phonons in a quantum well. *Physical Review B*, 39(8) :5282–5286, 1989. (Cité en page 91.)
- [174] R. Ferreira and G. Bastard. Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures. *Physical Review B*, 40(2) :1074–1086, 1989. (Cité en page 91.)
- [175] J. Baier, I. M. Bayanov, U. Pl odereder, and A. Seilmeier. Biexponential inter-subband relaxation in n-modulation-doped quantum-well structures. *Superlattices and Microstructures*, 19(1) :9–16, 1996. (Cité en page 91.)
- [176] S. Steinkogler, H. Schneider, M. Walther, and P. Koidl. Determination of the electron capture time in quantum-well infrared photodetectors using time-resolved photocurrent measurements. *Applied Physics Letters*, 82(22) :3925–3927, 2003. (Cité en page 91.)
- [177] R.A. Fessenden. Wireless signaling, US patent 706-740, 1902. (Cité en page 91.)

- [178] E. H. Armstrong. A study of heterodyne amplification by the electron relay. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, 5(2) :145–159, 1917. (Cité en page 92.)
- [179] A. Theodore Forrester. Photoelectric mixing as a spectroscopic tool. *J. Opt. Soc. Am.*, 51(3) :253–259, 1961. (Cité en page 92.)
- [180] D. L. Spears. Planar HgCdTe quadrantal heterodyne arrays with GHz response at 10.6 μm . *Infrared Physics*, 17(1) :5–8, 1977. (Cité en page 92.)
- [181] H. C. Liu, Jianmeng Li, E. R. Brown, K. A. McIntosh, K. B. Nichols, and M. J. Manfra. Quantum well intersubband heterodyne infrared detection up to 82 GHz. *Applied Physics Letters*, 67(11) :1594, 1995. (Cité en page 93.)
- [182] P.D. Grant, R. Dudek, M. Buchanan, L. Wolfson, and H.C. Liu. An ultra fast quantum well infrared photodetector. *Infrared Physics and Technology*, 47(1) :144–152, 2005. QWIP 2004. (Cité en page 93.)
- [183] P. D. Grant, R. Dudek, M. Buchanan, and H. C. Liu. Room-temperature heterodyne detection up to 110 GHz with a quantum-well infrared photodetector. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18(21) :2218–2220, 2006. (Cité en page 93.)
- [184] Johannes Hillbrand, Léonard Matthieu Krüger, Sandro Dal Cin, Hedwig Knöting, Jonas Heidrich, Aaron Maxwell Andrews, Gottfried Strasser, Ursula Keller, and Benedikt Schwarz. High-speed quantum cascade detector characterized with a mid-infrared femtosecond oscillator. *Opt. Express*, 29(4) :5774–5781, Feb 2021. (Cité en page 93.)
- [185] Michael Hakl, Quyang Lin, Sylvie Lepillet, Maximilien Billet, Jean-François Lampin, Stefano Pirotta, Raffaele Colombelli, Wenjian Wan, J. C. Cao, Hua Li, Emilien Peytavit, and Stefano Barbieri. Ultrafast quantum-well photodetectors operating at 10 microns with a flat frequency response up to 70 GHz at room temperature. *ACS Photonics*, 8(2) :464–471, 2021. (Cité en page 93.)
- [186] Azzurra Bigioli, Djamel Gacemi, Daniele Palaferri, Yanko Todorov, Angela Vasanelli, Stephan Suffit, Lianhe Li, A. Giles Davies, Edmund H. Linfield, Filippos Kapsalidis, Mattias Beck, Jérôme Faist, and Carlo Sirtori. Mixing Properties of Room Temperature Patch-Antenna Receivers in a Mid-Infrared Heterodyne System. *Laser and Photonics Reviews*, 14(2), 2020. (Cité en page 93.)
- [187] Semih Cakmakyapan, Ping Keng Lu, Aryan Navabi, and Mona Jarrahi. Gold-patched graphene nano-stripes for high-responsivity and ultrafast photodetection from the visible to infrared regime. *Light : Science and Applications*, 7(1), 2018. (Cité en page 93.)
- [188] Xiang Yu and Youmin Zhang. Sense and avoid technologies with applications to unmanned aircraft systems : Review and prospects. *Progress in Aerospace Sciences*, 74 :152–166, 2015. (Cité en page 94.)

- [189] Santiago Royo and Maria Ballesta-Garcia. An overview of lidar imaging systems for autonomous vehicles. *Applied Sciences (Switzerland)*, 9(19), 2019. (Cité en page 94.)
- [190] Pierre Asselin, Yann Berger, Thérèse R. Huet, Laurent Margulès, Roman Motiyenko, Richard J. Hendricks, Michael R. Tarbutt, Sean K. Tokunaga, and Benoît Darqui . Characterising molecules for fundamental physics : An accurate spectroscopic model of methyltrioxorhenium derived from new infrared and millimetre-wave measurements. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 19(6) :4576–4587, 2017. (Cité en page 94.)
- [191] Simone Borri, Giacomo Insero, Gabriele Santambrogio, Davide Mazzotti, Francesco Cappelli, Iacopo Galli, Gianluca Galzerano, Marco Marangoni, Paolo Laporta, Valentina Di Sarno, Luigi Santamaria, Pasquale Maddaloni, and Paolo De Natale. High-precision molecular spectroscopy in the mid-infrared using quantum cascade lasers. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 125(1) :0, 2019. (Cité en page 94.)
- [192] Ian Coddington, Nathan Newbury, and William Swann. Dual-comb spectroscopy. *Optica*, 3 :414, 2016. (Cité en pages 94 et 95.)
- [193] Gabriel Ycas, Fabrizio R. Giorgetta, Esther Baumann, Ian Coddington, Daniel Herman, Scott A. Diddams, and Nathan R. Newbury. High-coherence mid-infrared dual-comb spectroscopy spanning 2.6 to 5.2 micron. *Nature Photonics*, 12(4) :202–208, 2018. (Cité en page 94.)
- [194] Gustavo Villares, Andreas Hugi, Stéphane Blaser, and Jérôme Faist. Dual-comb spectroscopy based on quantum-cascade-laser frequency combs. *Nature Communications*, 5 :1–3, 2014. (Cité en page 94.)
- [195] R. Martini and E. A. Whittaker. Quantum cascade laser-based free space optical communications. *Journal of Optical and Fiber Communications Reports*, 2(4) :279–292, 2005. (Cité en page 95.)
- [196] Arun K. Majumdar. *Advanced Free Space Optics (FSO) : A Systems Approach*. Springer Publishing Company, Incorporated, 2014. (Cité en page 95.)
- [197] H. C. Liu and H. Schneider. *Quantum Well Infrared Photodetectors : Physics and applications*. Springer Berlin Heidelberg, 2007. (Cité en page 96.)
- [198] Said S. Bedair and Ingo Wolff. Fast, Accurate and Simple Approximate Analytic Formulas for Calculating the Parameters of Supported Coplanar Waveguides for (M)MIC’s. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 40(1) :41–48, 1992. (Cité en pages 101 et 105.)
- [199] Thierry Ditchi. Lignes de transmission, polycopié de cours, UPMC. 2016. (Cité en page 101.)
- [200] Cheng P. Wen. Coplanar waveguide, a surface strip transmission line suitable for nonreciprocal gyromagnetic device applications. *GMTT 1969 - 1969 G-MTT International Microwave Symposium*, pages 110–115, 1969. (Cité en page 104.)

-
- [201] K.C. Gupta, R. Garg, and I.J. Bahl. *Microstrip Lines and Slotlines*. Artech House, 1979. (Cité en page 104.)
- [202] Yannick Roelens. *Etude et caractérisations microondes en basses températures de résonateurs coplanaires supraconducteurs et de transistors en vue de réaliser des dispositifs micro-électroniques*. PhD thesis, Université de Lille, 2000. (Cité en page 104.)
- [203] Jean Jacques Greffet, Marine Laroche, and François Marquier. Impedance of a nanoantenna and a single quantum emitter. *Physical Review Letters*, 105(11), 2010. (Cité en page 105.)
- [204] C. Veyres and V. F. Hanna. Extension of the application of conformal mapping techniques to coplanar lines with finite dimensions. *International Journal of Electronics*, 48(1) :47–56, 1980. (Cité en page 106.)
- [205] A. Delga, M. Carras, L. Doyennette, V. Trinité, A. Nedelcu, and V. Berger. Predictive circuit model for noise in quantum cascade detectors. *Applied Physics Letters*, 99(25), 2011. (Cité en page 110.)
- [206] Zahra Asghari. *High frequency optoelectronic devices in the mid infrared wavelength region*. PhD thesis, Paris 7, 2019. (Cité en page 111.)
- [207] S. Karim, K. Maaz, G. Ali, and W. Ensinger. Diameter dependent failure current density of gold nanowires. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 42(18), 2009. (Cité en page 116.)
- [208] Claude Fabre. *Atome et lumière interaction matière rayonnement*. LKB, 2017. (Cité en page 128.)
- [209] M. Asada. Intraband relaxation time in quantum-well lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25(9) :2019–2026, 1989. (Cité en page 131.)



RÉSUMÉ

L'objectif de cette thèse est de démontrer expérimentalement un photodétecteur infrarouge (IR) à $10.3 \mu\text{m}$, fonctionnant à température ambiante et dont la bande passante dépasse 30 GHz. De telles performances sont accessibles à la plateforme de détection hétérodyne développée entièrement dans la filière de matériau InP. Le cœur du récepteur est constitué d'un Détecteur à Cascade Quantique couplé à une nano-antenne plasmonique. Cette technologie ouvre des perspectives inégalées dans les domaines de la spectroscopie moyen infrarouge et des communications en espace libre.

ABSTRACT

The objective of this thesis is to experimentally demonstrate an infrared (IR) photodetector at $10.3 \mu\text{m}$, operating at room temperature with a bandwidth exceeding 30 GHz. Such performance is accessible to the heterodyne detection platform developed entirely in the InP material. The heart of the receiver is a Quantum Cascade Detector coupled to a plasmonic nanoantenna. This technology opens up unmatched perspectives in the fields of mid-infrared spectroscopy and free-space communications.

