



HAL
open science

Contribution à l'étude expérimentale et théorique des photodétecteurs infrarouge à multipuits quantiques couvrant la bande spectrale 3 – 20 μm

Vincent Guériaux

► **To cite this version:**

Vincent Guériaux. Contribution à l'étude expérimentale et théorique des photodétecteurs infrarouge à multipuits quantiques couvrant la bande spectrale 3 – 20 μm . Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2010. Français. NNT : . tel-00547679

HAL Id: tel-00547679

<https://theses.hal.science/tel-00547679>

Submitted on 17 Dec 2010

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.

UNIVERSITE PARIS.DIDEROT (Paris 7)

DOCTORAT

CHAMPS, PARTICULES, MATIERES

ECOLE DOCTORALE - MATIERE CONDENSEE ET INTERFACES

Vincent GUÉRIAUX

**CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE ET THEORIQUE
DES PHOTODETECTEURS INFRAROUGE A MULTIPUITS
QUANTIQUES COUVRANT LA BANDE SPECTRALE 3 – 20 μm**

Physique, optimisation et nouvelles fonctionnalités.

Thèse soutenue le 12 octobre 2010 pour obtenir le grade de
Docteur en Sciences de l'Université Paris VII

Jury

M. VINCENT BERGER

M. JEAN-MICHEL GERARD

M. ALAIN MANISSADJIAN

M. ALEXANDRU NEDELICU

M. GILLES PATRIARCHE

M. ROLAND TEISSIER

M. BØRGE VINTER

Directeur de thèse

Rapporteur

Examineur

Encadrant

Examineur

Rapporteur

Président du jury

« Quand on réfléchit bien, on n'émet pas »

V. G.

Les premiers mots de cette thèse sont les derniers que j'aurais eus à écrire, ils me permettent de remercier l'ensemble des personnes qui ont contribué au bon déroulement de cette thèse.

En premier lieu, je remercie les membres de mon jury d'avoir accepté de juger ce travail de thèse, en particulier Jean-Michel Gérard et Rolland Teissier pour avoir été rapporteurs de mon manuscrit. Je remercie également Gilles Patriarche et Alain Manissadjian d'avoir examiné mes travaux. Un merci tout particulier à Børge Vinter qui a présidé ce jury, mais qui m'a aussi fait profiter de son immense savoir tout au long de la thèse. Merci à monsieur le Président Vincent Berger d'avoir été mon directeur de thèse.

Les travaux présentés dans ce manuscrit constituent le résultat de 3 années de recherche au sein du III-V lab Alcatel / Thales. Merci à Dominique Pons, directeur du laboratoire, de m'avoir accueilli en ces lieux et pour sa contribution à ma reconversion au sein de Thales. Merci à Chantale, Michelle et Maryline pour leur aide précieuse.

Les résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit n'auraient jamais été possibles sans la qualité de travail des épitaxieurs et des technologues. C'est pourquoi je remercie chaleureusement Agnès, Xavier, Nadia, Odile, Lydie, Hugues, Maxime, Alice, Toufiq, Marceline et bien sûr Jean-Patrick pour ces cafés partagés et pour sa contribution au repeuplement en batraciens du plateau de Saclay.

Merci à l'équipe carac' - passée ou présente - que vous fassiez de l'UV, du QWIP, de l'InGaAs, des QCDs ou des QCLs, vous avez été mes "collaborateurs" du quotidien. Ainsi, que vous soyez thésard, pardon doctorant, permanent, stagiaire, universitaire et même de l'ONERA, merci à : Jean-Luc, Vincent (Johnny mécanique), Anne, Laetitia, Emmanuel, Aurore, Sébastien (Pitch ! Oh ! Mon Pitch !), Cédric, Nathalie, Oliv (500 lux, c'est la norme EN 12464-1 d'éclairage au bureau), Kristelle, Anis, Ezzedine, Maël, Fabien, Alexandre D., Arnaud (dixit : Mais on s'en fout du foot !) et Amandine (pour tous ces déjeuners partagés). Et bien sûr, merci à mon prédécesseur, Thomas, et à mon collègue de promo, Greg, pour leur franche camaraderie. Grâce à vous tous, les jours de manip' ont été un vrai plaisir, surtout le vendredi après-midi...

Quelques mots pour la fine équipe qui m'a permis d'assouvir ma curiosité pour la microscopie électronique. Merci à Jean-Luc M., Yves, Odile, Katia et Shaïma pour ces heures de manip' à la recherche de quelques points blancs sur un fond noir !

Un aparté pour remercier ma famille de m'avoir supporté (en français dans le texte) tout au long de mes études et bien plus encore. Merci Maman, merci Papa et merci Estelle : qui aime bien, châtie bien. Je remercie également mes amis de leur soutien lors des samedis de pêche aux écrevisses, lors des manifestations d'automne ou avant cela lors des soirées aux chandelles à Fleming. En particulier, merci à JéJé et au plus Moche d'entre nous, il se reconnaîtra ;o).

Baya, merci de ton soutien et de ton amour.

Il me reste quelques personnes à remercier. Tout d'abord merci à Copain Jean-Alex pour ces moments mémorables passés à Biscarosse. Je garde de très bons souvenirs du casino et des services secrets chinois... Merci à Mathieu et Virginie pour la rigueur scientifique et pour l'incroyable quantité d'idées. Chacun d'entre vous est libre d'attribuer ces qualités à ces deux excellents chercheurs. Nos discussions ont alimenté de nombreux aspects de cette thèse.

Pour finir, j'adresse mes plus grands remerciements à Philippe, Éric et Alex. Philippe, merci à toi pour toutes ces discussions passées et futures. Ta culture scientifique fait de toi mon maître Yoda. Éric, merci de m'avoir sorti du caniveau (private joke), c'est grâce à toi, à ton dynamisme et à ta passion pour ce sujet que j'ai réalisé une thèse sur les QWIPs.

Alex, merci de toute ta patience lorsque tu m'expliquais ce domaine de la physique qui n'était initialement pas le mien. Si cette thèse est réussie, c'est à toi que je le dois. La démarche scientifique que tu m'as transmise me sera utile tout au long de ma vie professionnelle (retraite prévue en 2049 selon le calendrier actuel) et personnelle. J'espère pouvoir continuer à travailler avec toi. Merci.

TABLE DES MATIERES

Glossaire.....	x
Introduction	1
L'imagerie Infrarouge.....	3
1.1 Introduction à l'imagerie infrarouge.....	4
1.2 Détecteurs à multipuits quantiques	18
1.3 Problématique du circuit de lecture	27
Étude Structurale et Chimique des Hétérostructures AlGaAs / InGaAs	31
2.1 Description réaliste du profil de composition.....	32
2.1.1 Mise en évidence de l'écart entre profil de composition nominal et profil réel.....	32
2.1.2 Modélisation de la ségrégation	38
2.2 Moyens de caractérisation dédiés	46
2.3 Analyses par microscopie électronique et spectroscopie	53
2.3.1 Étude par spectroscopie de masse des ions secondaires	53
2.3.2 Étude qualitative par microscopie électronique conventionnelle	60
2.3.3 Étude par microscopie électronique en transmission à balayage.....	68
Transport Electronique en Régimes Spécifiques	79
3.1 Courant tunnel séquentiel résonant (TSR).....	80
3.1.1 Dents de scie et hystérésis dans les caractéristiques courant-tension.....	80
3.1.2 Étude paramétrique du courant tunnel séquentiel résonant.....	89
3.2 Régime de fort champ (RDFC).....	103
3.2.1 Constatations expérimentales	104
3.2.2 Interprétations et discussion.....	108
Études en Régimes Thermoïonique et Optique	121
4.1 Approche photoémissive du transport dans les QWIPs	122

4.1.1	<i>Description du modèle</i>	123
4.1.2	<i>Validation du modèle</i>	131
4.2	Étude de structures inhomogènes	139
4.2.1	<i>Structures à puits quantiques interdigités</i>	140
4.2.2	<i>Structures à distribution non-uniforme : dopages des puits et épaisseurs des barrières</i>	152
Optimisation et Nouvelles Fonctionnalités		161
5.1	QWIPs large bande	162
5.1.1	<i>Conception de couches actives à photoréponse large bande</i>	164
5.1.2	<i>Caractérisation électro-optique de couches actives large bande</i>	177
5.2	QWIPs en bande [3 - 5 μm]	189
5.2.1	<i>Etude des QWIPs sur InP</i>	189
5.2.2	<i>QWIPs MW sur GaAs : En route vers l'industrialisation ?</i>	202
Conclusion		211
Annexe		215
6.1	Annexe A : Description des échantillons	215
6.2	Annexe B : Microscopie électronique en transmission	231
6.2.1	<i>La microscopie électronique en transmission conventionnelle</i>	231
6.2.2	<i>La microscopie électronique en transmission à balayage</i>	240
6.3	Annexe C : Types de puits.....	241
6.4	Annexe D : Publications associées à ce travail	245
Références		247

GLOSSAIRE

AES :	Auger Electron Spectroscopy	IPI :	Ionisation Par Impact
AR :	Avec Réseaux (pixel)	IR :	InfraRouge
BDI :	Buffered Direct Injection	ISB :	InterSousBandes
BF :	Bright Field	ITR :	Integrate Then Read
BIB :	Bande d'Impureté Bloquée	IV :	Caractéristique courant-tension
BKG :	Background	IWR :	Integrate While Read
BLIP :	Background Limited Infrared Photodetector	JPL :	Jet Propulsion Laboratory
CBO :	Conduction Band Offset	LA :	Longitudinaux Acoustique
CMOS :	Complementary Metal Oxide Semiconductor	LF :	Low Field
CN :	Corps Noir	LM :	Lattice Matched
CTD :	Courant Tunnel Direct	LO :	Longitudinaux Optiques
CTEM :	Microscope Electronique en Transmission Conventionnel	LPE :	Liquid Phase Epitaxy
CTIA :	Capacitive Feedback Trans- Impedance Amplifier	LW :	Long-Wavelength
D* :	Détektivité Spécifique	M :	Emittance spectral
DBS :	Double Barrier Strained	MB :	Minibande
DDS :	Dents De Scie	MBE :	Molecular Beam Epitaxy
DDX :	Double Diffraction X	MCT :	Mercure Cadmium Tellure
DF :	Dark Field	MEB :	Microscope Electronique à Balayage
DI :	Direct Injection	MPQ :	Multi-Puits Quantiques
DS :	Dispersive Spectrometer	MW :	Mid-Wavelength
DWELL :	Dot-in-a-Well	NASA :	National Aeronautics and Space Administration
EDX :	Spectromètre en dispersion d'énergie de rayon X	NETD :	Noise Equivalent Temperature Difference
EELS :	Electron Energy Loss Spectroscopy	NID :	Non Intentionnellement Dopé
EJM :	Epitaxie par Jet Moléculaire	NIR :	Near-InfraRed
ESA :	European Space Agency	ON :	Ouverture numérique
FIB :	Focused Ion Beam	PC :	PhotoConducteur
FOV :	Field Of View	PV :	PhotoVoltaïque
FPA :	Focal Plane Array	QCD :	Quantum Cascade Detector
FTIR :	Fourier Transform InfraRed	QDIP :	Quantum Dot Infrared Photodetector
FTS :	Fourier Transform Spectrometer	QWIP :	Quantum Well Infrared Photodetector
HAADF :	High Angle Annular Dark Field	RDFC :	Régime De Fort Champ
HF :	High Field	RIE :	Reactive Ion Etching
ICP :	Inductively Coupled Plasma	ROIC :	Read Out Integrated Circuit
IDDCA :	Integrated Detector Dewar Cooler Assembly	SB :	Simple Barrier
		SFD :	Source Follower per Detector

SIMS :	Secondary Ion Mass Spectrometry	TM :	Transverse Magnétique
SPIM :	SPECTre IMage	TRT :	Thales Research and Technology
SR :	Sans Réseaux (pixel)	TSR :	Tunnel Séquentiel Résonnant
STEM :	Microscope Electronique en Transmission à Balayage	UHR :	Ultra-High Resolution
SW :	Short-Wavelength	UV :	UltraViolet
T2SL :	Type-II SuperLattice	VLW :	Very Long-Wavelength
TD :	Tunnel Direct	WKB :	Wentzel, Kramer et Brillouin
TEM :	Microscope Electronique en Transmission	XPS :	X-ray Photoelectron Spectroscopy

INTRODUCTION

Depuis la fin des années 90, les appareils photo ou les caméras numériques sont devenus des objets familiers pour le grand public. L'essor de ces technologies a été rendu possible grâce aux progrès de la micro-électronique. En effet, ces dispositifs sont construits autour d'un capteur - que l'on appelle aussi plan focal - réalisé à base d'un matériau semiconducteur : le silicium. Les photons qui arrivent sur chaque diode du plan focal sont absorbés en excitant un électron de la bande de valence vers la bande de conduction du silicium. De la même manière que les caméras grand public détectent la lumière visible, il est possible de fabriquer des caméras qui détectent le rayonnement infrarouge. Il faut pour cela utiliser un matériau semiconducteur dont la différence d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction (*i.e.* le gap) correspond à la gamme spectrale de l'infrarouge. Pour ce faire, on utilise couramment des matériaux massifs comme l'InSb ou l' $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$. Cependant, le dispositif qui va nous intéresser au cours de ce manuscrit est constitué d'un empilement de fines couches semiconductrices en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ / $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Comme nous le verrons par la suite, cette hétérostructure forme un puits quantique, ce qui va créer un gap artificiel entre deux états électroniques, permettant ainsi la détection des photons infrarouge.

L'étude des photodétecteurs infrarouge à multipuits quantiques (QWIP : Quantum Well Infrared Photodetector) a été rendue possible grâce au développement des techniques de croissance épitaxiale. Depuis les premières démonstrations en laboratoire à la fin des années 80, le QWIP n'a cessé de progresser, jusqu'au point de devenir un produit industriel au début des années 2000. Cette évolution a permis le développement du groupe de recherche en imagerie infrarouge dans lequel cette thèse s'est déroulée. Cependant, ce processus d'industrialisation a entraîné une concentration des efforts sur l'aspect technologique (*i.e.* process de salle blanche), au détriment des études plus orientées amont. Néanmoins, ces dernières années il s'est opéré un retour vers la physique du composant, afin, d'une part, d'optimiser les performances et d'autre part de développer de nouvelles fonctionnalités.

L'objectif de cette thèse est de permettre l'élargissement de la gamme spectrale accessible aux photodétecteurs infrarouge à multipuits quantiques. Pour ce faire nous allons étudier les points communs et les spécificités de la physique de ce composant entre 3 et 20 μm . En particulier, nous traiterons de cette problématique dans les domaines que sont le transport électronique et l'aspect matériau. Ce sujet est principalement motivé par les besoins de détection terrestre ou aéroportée entre 3 et 5 μm , tandis que la détection entre 10 et 20 μm est poussée par les applications spatiales.

Ce travail est divisé en cinq chapitres.

Le premier chapitre est une introduction générale au domaine de l'imagerie infrarouge. Nous nous attacherons à présenter les spécificités de l'optronique dans cette gamme spectrale, puis nous détaillerons les connaissances de base concernant les photodétecteurs infrarouge à multipuits quantiques et les circuits de lecture.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude structurale et chimique des hétérostructures AlGaAs/InGaAs. Nous discuterons en particulier du cas des QWIPs contraints à double barrière qui sont utilisés pour la détection entre 3 et 5 μm . Dans un premier temps, nous utiliserons les mesures électro-optiques pour mettre en évidence l'écart entre le profil de composition nominal et le profil réel. Puis, la deuxième partie concernera une analyse expérimentale par spectroscopie et par microscopie électronique en transmission. Au cours de cette étude, nous discuterons de la qualité cristalline et du profil de composition des couches épitaxiées.

L'étude du transport électronique en régime tunnel séquentiel résonant et en régime de fort champ sera l'objet du troisième chapitre. Bien que ne dominant généralement pas le transport dans des conditions opérationnelles standard, ces deux régimes sont observables quelle que soit la longueur d'onde. Nous discuterons tout d'abord du courant tunnel résonnant au niveau local entre deux puits consécutifs, puis nous présenterons des résultats qui concernent le plateau tunnel dans son ensemble. La deuxième moitié du chapitre sera l'occasion pour nous de présenter les données expérimentales liées au régime de fort champ. Puis, nous discuterons de l'adéquation de ces données avec les deux interprétations que sont le courant tunnel direct et l'ionisation par impact.

Le quatrième chapitre porte sur l'étude du mode de fonctionnement conventionnel des QWIPs : le régime de transport électronique assisté thermiquement ou optiquement. Tout d'abord, nous présenterons, puis validerons un modèle photoémissif du transport électronique, qui enrichit et étend le modèle "historique" développé par notre laboratoire. Nous utiliserons ensuite ce modèle pour interpréter et simuler le comportement de la réponse spectrale de structures interdigitées en fonction de la température de fonctionnement. Enfin, nous présenterons les résultats d'une étude théorique et expérimentale des QWIPs non-uniformes.

Pour finir, le dernier chapitre concerne l'optimisation et le développement de nouvelles fonctionnalités. La première partie sera pour nous l'occasion de démontrer les capacités de détection large bande des photodétecteurs infrarouge à multipuits quantiques dans la gamme [11 - 15 μm]. Nous présenterons ensuite les premiers résultats obtenus au III-V lab concernant le développement de ces composants sur un substrat en InP. Pour conclure, nous discuterons de l'optimisation des structures standard sur GaAs pour l'imagerie dans la bande [3 - 5 μm].

N. B. Les figures présentes dans ce manuscrit sont prévues pour être visualisées en couleur.

Chapitre 1 :

L'IMAGERIE INFRAROUGE

La découverte de l'infrarouge est attribuée à Sir Frederick William Herschel en 1800. Mais ce n'est qu'un siècle plus tard, avec l'avènement de la mécanique quantique, que le physicien allemand Max Planck a proposé un modèle pour le rayonnement du corps noir. Les premiers détecteurs à sortir des laboratoires sont utilisés à des fins militaires, lors de la Première Guerre mondiale. Puis, à partir des années 60, apparaissent les premières caméras commerciales. À cette époque, l'imageur est constitué d'un seul pixel associé à un dispositif de balayage optomécanique. Depuis lors, l'augmentation du nombre de pixels, en barrette, puis en matrice, a entraîné la disparition du système de balayage.

Stricto sensu, l'infrarouge couvre la partie du spectre électromagnétique allant de 800 nm à 1 mm (375 THz à 300 GHz). C'est une très large gamme de fréquences, qui fait le lien entre le domaine de l'optique visible et le domaine des radars et antennes (rayonnement microonde). Cependant, dans le domaine de l'imagerie infrarouge thermique, nous allons nous limiter à la gamme [3 - 30 μm].

Au cours de ce premier chapitre, nous allons introduire les connaissances de base du domaine de l'imagerie infrarouge. Les notions de corps noir, d'émissivité et de fenêtre de transmission atmosphérique seront détaillées. Puis, nous nous attacherons à décrire les différents détecteurs infrarouges, avant de présenter plus en détail le principe de fonctionnement des photodétecteurs infrarouge à multipuits quantiques. Les aspects matériaux et technologies seront discutés avant de nous attarder sur la problématique liée aux circuits de lecture.

1.1 INTRODUCTION A L'IMAGERIE INFRAROUGE

Cette première section est consacrée à la chaîne optronique menant à l'image infrarouge. Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux aspects de génération et de transport du rayonnement infrarouge. Puis, nous développerons les différentes technologies de détection disponibles. Après quoi, nous présenterons les traitements informatiques indispensables aux imageurs infrarouges et nous discuterons des particularités de l'image infrarouge. Au final, nous détaillerons les différentes applications exploitant cette technologie.

GENERATION, PROPAGATION ET RECEPTION

La première étape de la chaîne optronique est la génération du rayonnement infrarouge. Afin de faciliter la compréhension, nous allons commencer la discussion en nous appuyant sur la génération dans le domaine du visible. Dans cette gamme spectrale, la majorité des objets se comportent comme des sources indirectes qui réfléchissent ou diffusent la lumière issue de sources directes. La source directe la plus importante est le Soleil. A part celui-ci, il existe une multitude d'autres sources directes naturelles (le feu, les éclairs, etc.) ou artificielles (les lampes, les lasers, etc.). La figure 1.1 est une image visible qui illustre ce concept de sources multiples. Une partie importante du signal est due à la diffusion de la lumière solaire par les objets ou par l'atmosphère. Le signal restant correspond à la diffusion, à la réflexion ou à la vision directe des lampes.

Les sources directes n'ont pas toutes la même couleur. En général, la lumière du Soleil apparaît blanche, les lampes halogènes ont une légère teinte jaune et les lampes à incandescence classique "tirent" sur l'orangé. Ces différences de couleurs s'expliquent par leur principe d'émission : le corps noir.



Figure 1.1 : Image visible du port de La Rochelle

Un corps noir (CN) est un objet idéal qui absorbe toute l'énergie électromagnétique qu'il reçoit, sans en réfléchir ni en transmettre. Son spectre d'émission ne dépend que de sa température. La

loi décrivant l'émittance spectrale (M en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}$) issue d'un CN a été publiée en 1901 par Max Planck^[1]. Elle est donnée par l'expression (1.1).

$$M(\lambda, T_{CN}) = \frac{2\pi \cdot h \cdot c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h \cdot c}{\lambda \cdot k_B \cdot T_{CN}}\right) - 1}, \text{ en } [\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}] \quad (1.1)$$

Avec λ la longueur d'onde (en μm), T_{CN} la température du corps noir (en K), h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide et k_B la constante de Boltzmann. Il existe plusieurs lois qui découlent de la loi de Planck (1.1). On peut notamment citer la loi de Stefan-Boltzmann qui énonce que l'émittance totale d'un CN varie comme la puissance quatrième de sa température. De plus, un CN de température T_1 émet toujours plus qu'un CN de température T_2 inférieure à T_1 , et ce quelle que soit la longueur d'onde considérée. Une autre loi, la loi de Wien (1.2) donne l'évolution de la longueur d'onde correspondant au maximum de l'émittance spectrale (λ_{max} en μm) en fonction de T_{CN} (en K).

$$\lambda_{max} \cdot T_{CN} = 2898, \text{ en } [\mu\text{m}\cdot\text{K}] \quad (1.2)$$

Les corps noirs que sont le Soleil, les lampes halogènes et les lampes à incandescence ont respectivement pour température 5800 K, 3200 K et 2800 K. D'après la loi de Wien, le maximum d'émittance du Soleil se trouve alors à 500 nm, 900 nm pour la lampe halogène et 1 μm pour la lampe à incandescence. C'est ce décalage spectral que notre œil interprète comme un passage du blanc au jaune orangé.

N.B. Il existe d'autres types de sources comme les diodes électroluminescentes ou les lampes à vapeur de sodium qui ne fonctionnent pas suivant le principe du corps noir. Leurs spectres correspondent à des bandes ou des raies discrètes.

La figure 1.2 présente un tracé de l'équation (1.1) pour deux températures : 300 K (λ_{max} à 9,7 μm) et 600 K (λ_{max} à 4,8 μm) ainsi que l'émittance spectrale d'un objet diffuseur éclairé par le soleil. Cette dernière est calculée en considérant que le soleil est un corps noir à la température de 5800 K, qu'il est vu sous un faible angle solide depuis la Terre et qu'il est diffusé par un diffuseur Lambertien parfait (albédo de 1 et diffusion isotrope). On remarque que le CN à la température ambiante ($\approx 20^\circ\text{C}$), a une émission propre qui est supérieure à la diffusion solaire pour les longueurs d'onde supérieures à 4 μm . Pour des objets à température ambiante, le maximum d'émission de la scène est autour de 10 μm . On désigne par infrarouge (IR) thermique la gamme de longueurs d'onde pour laquelle l'émission propre d'un objet à température ambiante est supérieure à la diffusion solaire. Ainsi, si on observe la scène de la figure 1.1 dans l'IR thermique, tous les éléments présents sur l'image vont se comporter comme des sources directes. Supposons que l'on occulte le soleil et toutes les autres sources d'éclairage artificiel, alors le signal reçu en IR thermique sera quasiment inchangé. De plus, la moindre fluctuation de température des objets va entraîner une variation de signal. C'est pourquoi on associe souvent l'imagerie IR à la vision nocturne et à la thermographie.

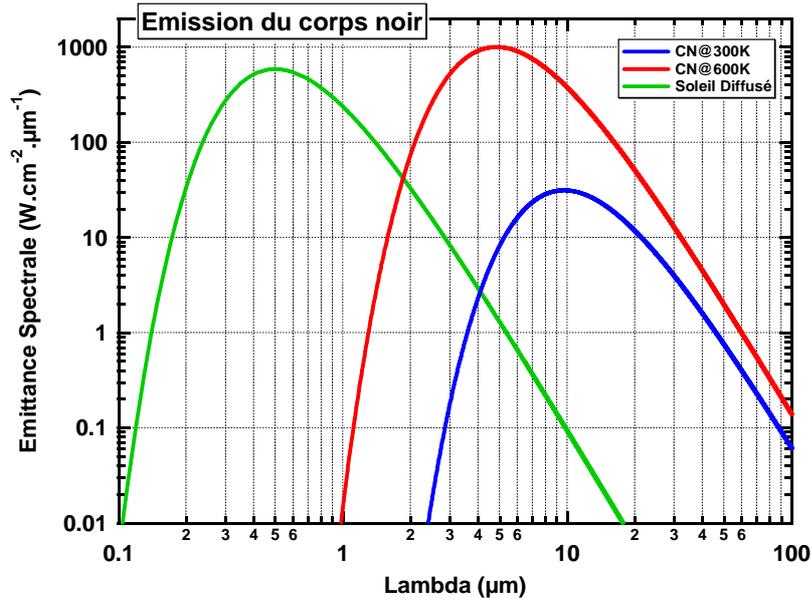


Figure 1.2 : Émission spectrale pour deux CN à 300 K et 600 K ainsi que pour un objet diffuseur lambertien éclairé par le soleil.

Une fois le signal optique généré, celui-ci se propage en espace libre jusqu'à la pupille d'entrée du système de réception. Au cours de ce trajet, le signal va être atténué par les processus d'absorption et de diffusion dans l'atmosphère. La figure 1.3 présente la transmission atmosphérique calculée à partir des sections efficaces de la base de données HITRAN^[2]. Pour le calcul nous avons considéré l'absorption par l'eau (50 % d'humidité relative) et par le dioxyde de carbone (350 ppm) à une température de 23 °C. A partir de 30 μm, l'atmosphère absorbe la quasi-totalité du spectre électromagnétique. Il faut aller jusqu'aux microondes pour retrouver une fenêtre de transmission. En deçà, il existe plusieurs bandes de transmission. La dénomination de ces fenêtres dépend de la communauté scientifique. Le Tableau 1.1 présente une liste non exhaustive de celles-ci, ainsi que leurs dénominations dans les domaines de l'astronomie et de l'optronique. Les abréviations NIR, SW, MW, LW et VLW signifient respectivement near-IR, short-wavelength, mid-wavelength, long-wavelength et very long-wavelength. Pour l'imagerie infrarouge thermique, on s'intéressera uniquement aux bandes MW, LW et VLW.

La diffusion par les particules en suspension dans l'atmosphère entraîne également une atténuation de la transmission atmosphérique. Si on considère une particule sphérique de rayon a , la théorie de Mie^[3] nous permet d'exprimer la section efficace de diffusion sur l'axe optique comme :

$$\sigma_{eff} = \frac{10\pi}{3} \cdot a^2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot a}{\lambda} \right)^4, \text{ en } [\mu\text{m}^2] \quad (1.3)$$

Si la longueur d'onde est très grande devant la taille de la particule diffusante, on se retrouve dans le cas de la diffusion Rayleigh. C'est le cas si on considère la diffusion par les molécules de l'atmosphère. Celle-ci est négligeable dans l'infrarouge thermique. Si au contraire, le rayon des particules est compris entre 0,1 et 10 fois la longueur d'onde d'observation, on est dans le cas de la diffusion de Mie. C'est notamment le cas avec le brouillard, la brume, les aérosols, les pollens,

etc. Enfin, si la taille des particules diffusantes est très grande devant la longueur d'onde (ex. goutte d'eau), on se retrouve dans l'approximation de l'optique géométrique.

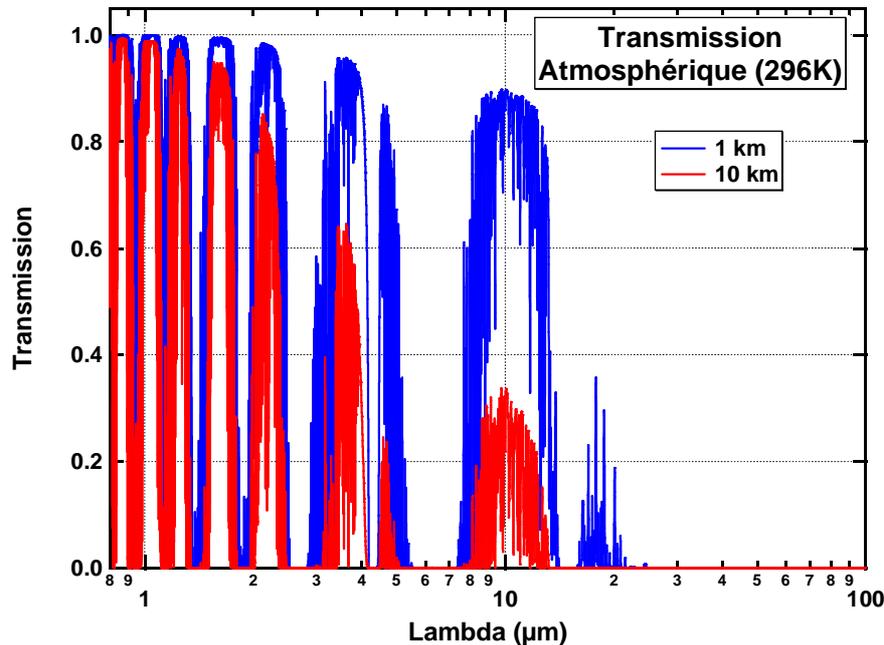


Figure 1.3 : Transmission atmosphérique (23°C et 50% d'humidité) calculée pour les distances horizontales de 1 km et 10 km.

Longueur d'onde (μm)	Astronomie	Optronique	
0,8 – 0,9	I	NIR	
1,0 – 1,1	Y	SW	
1,2 – 1,3	J		
1,5 – 1,8	H		
2,0 – 2,4	K		
3,0 – 4,2	L	MW	bande II
4,5 – 5,0	M	LW	bande III
7,5 – 14,0	N		
16,0 – 25,0	Q	VLW	-

Tableau 1.1 : Définitions et dénominations des fenêtres de transmission atmosphérique

Pour finir, la scène observée doit être conjuguée avec le plan d'absorption du détecteur. On utilise pour cela un système optique constitué d'un ou plusieurs éléments, qui peuvent être réfractifs, réfléchissants ou diffractifs. Les principaux matériaux utilisés pour les optiques IR^[4] sont : le sélénure de zinc (ZnSe) [0,6 – 20 μm], le germanium (Ge) [2 – 20 μm], le fluorure de calcium (CaF₂) [0,2 – 9 μm], la silice fondue [0,2 – 3,5 μm], le saphir [0,2 – 6 μm] ou encore les verres amorphes (AMTIR-1) [0,8 – 15 μm]. L'inconvénient de ces matériaux est qu'ils ne sont pas communs. Cela entraîne des problèmes de coûts, de savoir-faire et disponibilité. De plus, la réalisation de traitements antireflet est rendue difficile par l'étendue spectrale nécessaire pour couvrir les bandes II et III. L'utilisation d'optiques à miroir ou d'optiques diffractives, en particulier les réseaux blazés binaires^[5], permet de s'affranchir de certains de ces inconvénients.

DETECTION

Le transducteur est l'élément qui va convertir le flux de photons en une grandeur exploitable (un signal électrique). Il existe une très grande variété de transducteurs^[6] et selon P.R. Norton^[7] : « *Tout phénomène physique dans la gamme des 0,1 à 1 eV, peut faire office de détecteur infrarouge.* ».

On peut répartir l'ensemble des détecteurs en deux catégories : les thermiques et les photoniques. Les détecteurs dits thermiques sont apparus les premiers à la toute fin du 18^{ème} siècle. En découvrant l'existence de l'infrarouge à l'aide d'un thermomètre, William Herschel^[8] a en même temps fabriqué le premier détecteur IR. Les détecteurs thermiques absorbent le rayonnement IR de façon quasi achromatique. Cette énergie est ensuite dissipée sous forme de chaleur ce qui a pour effet de modifier les propriétés physiques des matériaux (polarisation spontanée, résistance, etc.). Les détecteurs dits photoniques constituent la deuxième catégorie. L'absorption résulte cette fois-ci d'une interaction entre les photons et les électrons. En fonction du type de détecteur photonique, l'absorption d'un photon va entraîner une variation de courant ou de tension. La figure 1.4 présente des exemples de réponses spectrales pour les principaux détecteurs thermiques et photoniques. La réponse spectrale nous renseigne sur la valeur du signal électrique de sortie d'un détecteur en fonction du flux optique, cette notion est détaillée dans la deuxième partie du chapitre.

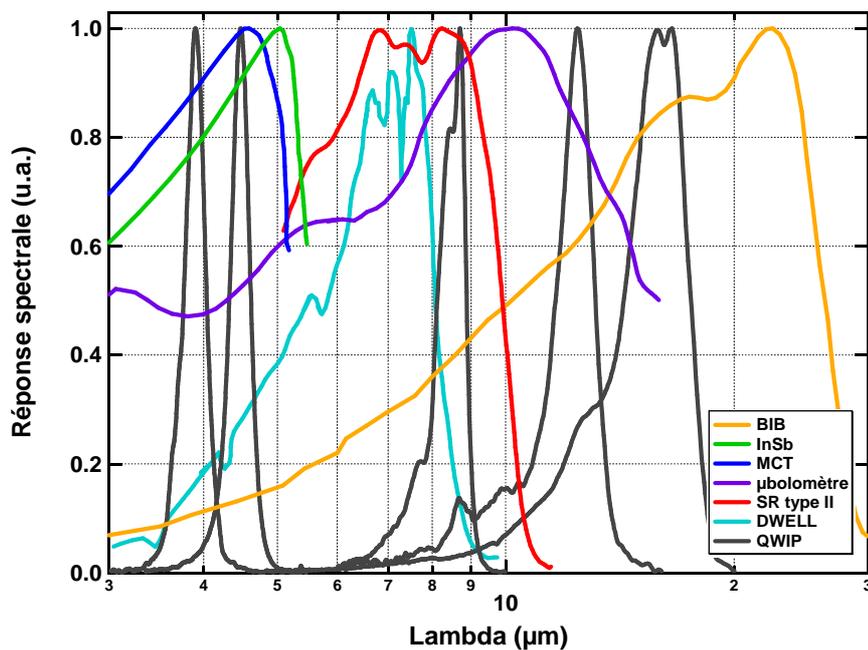


Figure 1.4 : Exemples de réponses spectrales des principaux détecteurs pour l'IR thermique^[9,10,11,12,13,14,15].

La famille des détecteurs thermiques contient principalement deux technologies : les pyroélectriques et les microbolomètres. La pyroélectricité est la propriété d'un matériau dans lequel un changement de température entraîne une variation de polarisation électrique. Le potentiel ainsi créé est temporaire, après un temps caractéristique le matériau retourne à l'état initial. Pour cette raison, les détecteurs pyroélectriques doivent être associés à un modulateur

optique. Ces détecteurs fonctionnent à température ambiante dans toute la gamme de l'IR thermique, toutefois, leurs performances sont limitées.

Les microbolomètres fonctionnent eux aussi à température ambiante. Associé au fait que c'est une technologie silicium, cela fait d'eux le principal candidat pour la détection IR à faible coût. Sous l'influence du flux lumineux la résistance de l'élément sensible (oxyde de vanadium ou silicium amorphe) change. Un pixel de microbolomètre est constitué d'une membrane sensible, suspendue par deux pieds, le tout dans un environnement sous vide afin d'assurer l'isolation thermique. La maturité de ces détecteurs leur permet aujourd'hui d'atteindre des résolutions de 1027x768 pixels au pas de 17 μm ^[16] avec des sensibilités suffisantes pour la plupart des applications grand public.

Intéressons-nous maintenant aux détecteurs photoniques^[17]. Ce sont des détecteurs hautes performances, mais qui nécessitent des dispositifs de refroidissement. Généralement les températures de fonctionnement en MW, LW et VLW sont respectivement de 100, 70 et 30 K. Il existe un grand nombre de détecteurs, l'absorption dans chacun d'entre eux se fait dans un matériau semiconducteur (à l'exception du PtSi qui ne sera pas détaillé ici). Si la zone absorbante est non intentionnellement dopée, on parle de détecteur intrinsèque. Au contraire, si cette zone est dopée on parle de détecteur extrinsèque.

Les détecteurs intrinsèques sont des photodiodes basées sur une double jonction P-i-N. Les photons incidents excitent les électrons de la bande de valence à la bande de conduction. La paire électron-trou ainsi créée se sépare dans la zone de champ interne, puis les électrons se déplacent vers l'anode et les trous vers la cathode, créant ainsi un photocourant. Il existe plusieurs modes d'utilisation des photodiodes :

- mode photovoltaïque (PV) : la jonction n'est pas polarisée par un circuit extérieur, l'absorption des photons va légèrement polariser la diode en direct,
- mode photoconducteur (PC) : la diode est polarisée en inverse afin de faciliter la séparation des porteurs et réduire le temps de réponse,
- mode d'avalanche : la jonction est fortement polarisée en inverse, les porteurs photogénérés peuvent se multiplier par effet d'avalanche, ce qui entraîne un gain interne élevé.

Les matériaux utilisés pour fabriquer des photodiodes sont le MCT (Mercure Cadmium Tellure ou $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$) et les diodes à base d'antimoine (InSb massif et super réseaux de type II).

Le MCT est le matériau le plus exploité. Il présente de nombreux avantages, on peut notamment moduler la longueur d'onde de coupure en fonction de la composition en mercure (HgTe est un semi-métal). De plus, il possède un fort coefficient d'absorption et un faible taux de recombinaison, ce qui en fait un très bon détecteur. Cependant, l'épitaxie de ce matériau est rendue difficile par la présence de mercure et par l'exotisme du substrat en CdZnTe (uniformité, taille, rendement et coût). L'utilisation de substrats en silicium (ou en GaAs) devrait permettre de s'affranchir du CdZnTe. Cependant, le désaccord de maille de 19% entre le silicium et le MCT a jusqu'à présent empêché l'utilisation de cette technique en production. Enfin, la passivation de surface doit être maîtrisée afin de limiter les courants parasites. L'état de l'art correspond à des matrices de 1280x1024 au pas de 15 μm en MW^[18] et 640x512 au pas de 24 μm en LW^[19].

La famille des antimoniures présente du point de vue de l'épitaxie, une plus grande maturité que le MCT. On peut trouver en production des matrices InSb de 1280x1024 au pas de $15 \mu\text{m}^{[20]}$ avec de bonnes sensibilités et uniformités. Les limitations de l'InSb sont d'une part l'absence de versatilité du matériau qui ne permet que la détection en MW et d'autre part une température de fonctionnement de 77 K. Les super réseaux de type II (T2SL : Type-II SuperLattice) sont des métamatériaux, dont les bandes de valence et de conduction sont artificiellement créées par l'empilement de fines couches d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$, sur des substrats en GaSb. L'hybridation des états électroniques de l'hétérostructure est telle qu'il se crée des minibandes pour les trous et les électrons. L'ingénierie des bandes permet de faire varier le gap du métamatériau. D'un point de vue technologique, la passivation de surface est encore un point clé à maîtriser avant de pouvoir produire des matrices. On notera la démonstration technologique du Fraunhofer Institut, qui a réalisé en 2006 un détecteur bispectral MW/MW de 288x384 pixels au pas de $40 \mu\text{m}^{[21]}$.

Historiquement, les détecteurs extrinsèques fonctionnent sur des transitions électroniques entre les niveaux dus à des dopants (In, Ga, As) et la bande de conduction ou de valence du matériau massif (Si ou Ge). Ils peuvent opérer dans une large gamme spectrale (de quelques μm à quelques centaines de μm). Dans le cas de forts dopages, les états électroniques des dopants s'hybrident pour former une bande d'impureté. Cette bande possède une faible énergie de liaison qui permet la détection à très grande longueur d'onde. L'inconvénient de cette technologie est la température d'utilisation de l'ordre de 4 à 10 K. Pour réduire le courant d'obscurité dû au transport électronique dans cette bande, on couple la zone active à une zone non dopée, faisant office de barrière (BIB : Bande d'Impureté Bloquée). La filière silicium permet d'obtenir des matrices de 1024x1024 pixels au pas de $30 \mu\text{m}$ répondant entre 5 et $28 \mu\text{m}^{[15]}$.

Les détecteurs basés sur des transitions intersousbandes (ISB) dans des puits quantiques ou intersousniveaux dans des boîtes quantiques sont considérés comme extrinsèques. Pour absorber, ils ont besoin d'une réserve d'électrons qui leur est apportée par l'ajout de dopants dans la couche active. Parmi les détecteurs intersousbandes, le photodétecteur infrarouge à multipuits quantiques (QWIP : Quantum Well Infrared Photodetector) est la technologie la plus répandue. L'absorption s'effectue entre deux sousbandes d'un puits quantique (absorption résonante cf. figure 1.4). Le puits est réalisé en alternant une fine couche de matériau de faible gap, entourée de part et d'autre par un matériau de plus grand gap (la barrière). Le confinement a lieu uniquement selon la direction de croissance. L'absorption sera alors possible si et seulement si le champ électromagnétique incident a une composante selon cette direction. Pour créer un photocourant, l'électron excité doit traverser la zone d'absorption jusqu'aux contacts. Ce transport est réalisé par dérive au-dessus de la barrière de potentiel. Les QWIPs bénéficient de l'industrie des semiconducteurs III-V (GaAs et ses alliages). Le fait que ce matériau ne soit pas uniquement utilisé pour la détection IR permet une grande maturité technologique, aussi bien au niveau de l'épitaxie que du process. Le III-V lab assure une production moyenne série (quelques centaines par an) des plans focaux LW de 384x288 au pas de $25 \mu\text{m}^{[22]}$ et 640x512 au pas de $20 \mu\text{m}^{[23]}$. Plus en amont, le JPL (Jet Propulsion Laboratory) a réalisé une série d'imageurs QWIP de 1024x1024 pixels en MW^[24], LW^[24] et MW/LW^[25].

Le QCD (Quantum Cascade Detector) est un détecteur ISB très proche du QWIP. Il fonctionne en mode photovoltaïque et utilise un canal de conduction dans la barrière, afin de transporter par

diffusion les photoélectrons. L'utilisation de ce canal permet aux QCDs d'afficher des températures de fonctionnement plus élevées que les QWIPs. Cependant, la conduction de ce canal limite pour le moment la réponse de ce type de détecteur.

La technologie QDIP (Quantum Dot Infrared Photodetector) utilise des boîtes quantiques pour confiner les électrons selon les trois directions de l'espace. Cette solution permet de s'affranchir de la règle de sélection sur le champ électromagnétique (transitions intersousniveaux) et d'augmenter la température de fonctionnement. L'inconvénient majeur des QDIPs est que la densité de boîtes réalisables avec les techniques d'épitaxie actuelles limite l'absorption et l'uniformité des matrices. Pour répondre à ce problème, les QDIPs ont évolué vers les DWELL (dot-in-a-well). L'idée est de confiner les boîtes quantiques dans des puits quantiques. Les avantages des DWELLS par rapport au QDIPs sont une meilleure maîtrise des longueurs d'onde d'absorption et un rechargement des boîtes en électrons plus rapide. Le JPL a fait la démonstration de ce concept en réalisant une matrice LW de 640x512 pixels^[26].

Le Tableau 1.2 permet de comparer les quatre principaux candidats pour la prochaine génération d'imageurs infrarouge hautes performances (très grand format et détection multispectrale).

	<i>HgCdTe</i>	<i>T2SL</i>	<i>QDIP-DWELL</i>	<i>QWIP</i>
<i>Principe</i>	Absorption interbande dans un matériau à petit gap	Absorption interbande dans un metamatériau à petit gap	Absorption intersousbande dans une boîte quantique	Absorption intersousbande dans un puits quantique
<i>Gammes spectrales</i>	1 μm à 20 μm	1 μm à 20 μm	3 μm à 60 μm	3 μm à 80 μm
<i>Perf. Théo.</i>	++++	+++	+++	++
<i>Épitaxie et Process</i>	LPE ou MBE sur substrats en CdZnTe ($\leq 2''$) accordé en maille ou sur substrats en Si avec 19% de désaccord de maille. Diode planaire ou mesa. Passivation en surface.	MBE sur substrats en GaSb ($\leq 3''$). Diode planaire ou mesa. Passivation en surface.	MBE en mode Stranski-Krastanov sur substrats en GaAs ($\leq 6''$). Mesa avec structure de couplage optique.	MBE sur substrats en GaAs ($\leq 6''$). Mesa avec structure de couplage optique.
<i>Évaluation générale</i>	+++ en MW + en LW	++ en MW + en LW	+ en LW	++ en MW ++ en LW ++ en VLW

Tableau 1.2 : Synthèse des détecteurs IR photoniques de troisième génération

La dernière ligne du tableau présente notre appréciation des différentes technologies. Celle-ci reflète notre sentiment général sur les performances du matériau, les difficultés ou facilités liées aux étapes technologiques, le modèle industriel ou encore les fonctionnalités avancées.

L'industrie de l'infrarouge s'est historiquement construite autour du MCT, c'est ce qui lui permet d'être aujourd'hui le matériau le plus utilisé dans les caméras IR. Cependant, le MCT présente plusieurs difficultés technologiques qui l'empêchent d'atteindre ses performances théoriques^[27]. Les superréseaux et les QDIPs présentent eux aussi des bonnes performances théoriques. Mais, tout comme le MCT, des difficultés liées à l'épitanie ou au process, limitent les performances des plans focaux (Focal Plane Array FPA). Le QWIP présente théoriquement des performances inférieures à ses concurrents. Néanmoins, son atout principal est que l'impact des étapes technologiques sur ses performances est quasiment nul. Pour cette raison, le QWIP est pour Thales le détecteur matriciel de référence en LW^[23] pour des applications haute performances. L'extension de la gamme de détection vers les courtes longueurs d'onde permettrait d'augmenter ses capacités multispectrales. De la même manière, l'optimisation des performances en VLW permettrait d'en faire un sérieux candidat pour les applications spatiales.

BLOC DETECTEUR

Un détecteur infrarouge n'est pas utilisé seul, il est assemblé avec un *circuit de lecture* puis intégré au sein d'un *bloc détecteur* (IDDCA : Integrated Detector Dewar Cooler Assembly). Le détecteur et le circuit de lecture forment un ensemble électrique, mécanique et thermique appelé *hybride*. L'étape d'hybridation consiste à relier les deux sous-ensembles par un réseau de billes d'indium. Le détail de cette opération est présenté dans la partie suivante. Quant à la problématique du circuit de lecture, elle fait l'objet de la dernière partie de ce chapitre. La figure 1.5 présente un bloc détecteur ouvert, on peut y voir l'hybride sur sa céramique d'interconnexion.

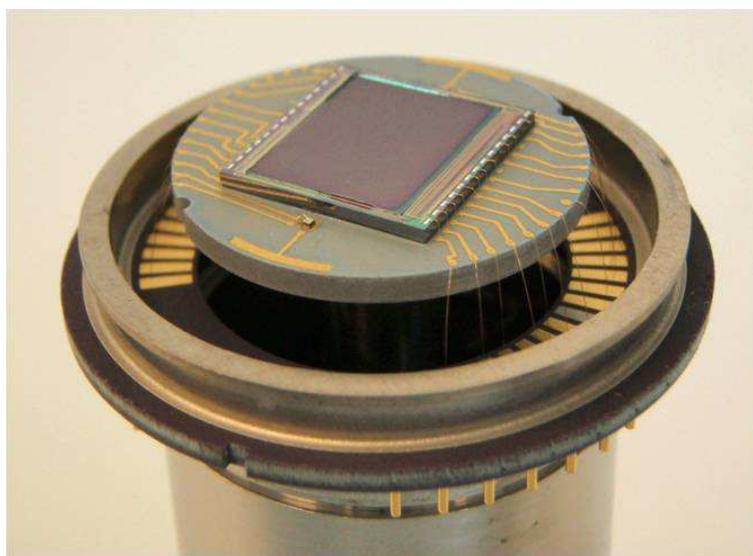


Figure 1.5 : Bloc détecteur ouvert, on peut voir l'hybride, sur sa céramique d'interconnexion

Un bloc détecteur est avant tout un cryostat. On peut le décomposer en quatre parties : l'hybride sur sa céramique, un système d'écran froid et de fenêtre optique, le corps du cryostat et une machine à froid.

Il existe plusieurs types de machine à froid, de celles à usage unique basée sur l'effet Joule-Thomson, aux *pulse tubes* capables de descendre à des températures proches de 1 K, en passant par les machines Stirling. Le côté gauche de la figure 1.6 présente un bloc détecteur dont le socle

est constitué d'une machine à froid de type Stirling en rotation. En particulier, cette machine est une RM4^[28] de Thales Cryogenics qui permet de descendre à 77 K en moins de 3 minutes. Pour pouvoir atteindre une telle température, il est impératif d'utiliser un cryostat dans lequel le vide est fait ($P < 1.10^{-4}$ mbar). Comme on peut le voir sur la partie droite de la figure 1.6, l'axe central du cryostat est constitué du *doigt froid*. C'est cette partie qui assure le lien thermique entre la céramique et le reste de la machine à froid.

La figure 1.5 présente l'hybride monté sur une céramique d'interconnexion. C'est par l'intermédiaire de cette pièce que sont établis les liens électriques avec l'extérieur et le lien thermique avec la machine à froid. Les connexions électriques sont assurées par des fils d'or entre l'hybride à la céramique d'interconnexion, puis entre la céramique d'interconnexion et une deuxième céramique qui forme une couronne tout autour du cryostat.

Seule la partie centrale du cryostat est refroidie, c'est pourquoi il est impératif d'utiliser un *écran froid* afin d'empêcher les flux optiques en provenance des parois d'atteindre le détecteur. On peut voir cet écran froid sur l'image obtenue par rayons X du bloc détecteur. C'est cet élément, en forme de seau troué et retourné, qui limite l'ouverture angulaire du système (schématisée en orange sur la figure 1.6). On la définit par l'ouverture numérique (ON ou #) qui pour une optique est égale au rapport entre la focale et le diamètre de l'optique, ce qui dans notre cas correspond à la distance cache-détecteur divisée par le diamètre de l'ouverture dans le cache. Enfin, la partie supérieure du bloc est constituée d'une fenêtre en germanium traitée antireflet.

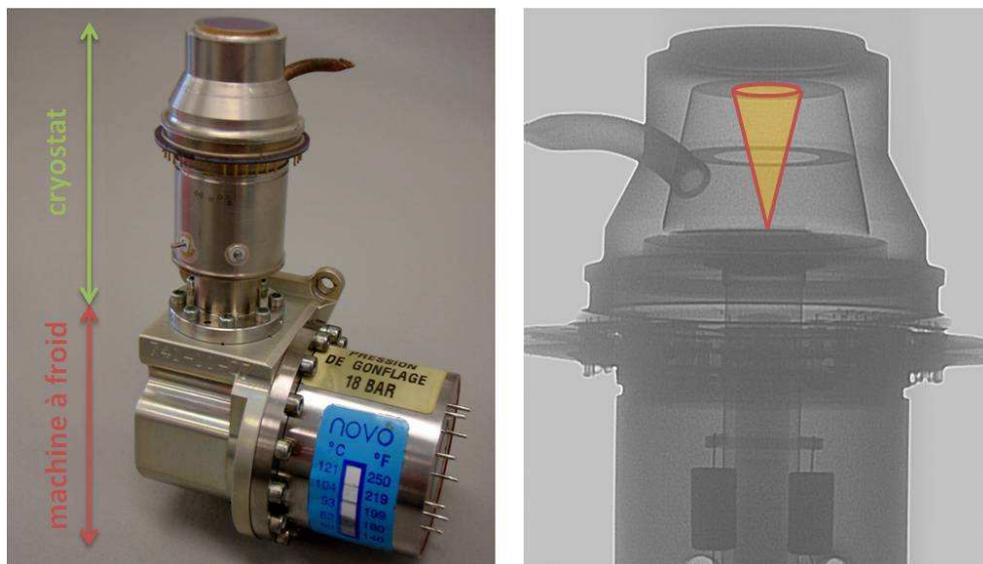


Figure 1.6 : À gauche : un bloc détecteur complet (Thales R&T) ; à droite : vue en coupe par rayons X du cryostat

TRAITEMENTS ET INTERPRETATION

Dans les paragraphes suivants nous allons nous intéresser à l'image infrarouge fournie par le module de détection. Celui-ci est composé d'une optique, d'un détecteur, d'un circuit de lecture et d'une électronique de proximité. L'image est composée de $R \times C$ pixels, R étant le nombre de lignes et C le nombre de colonnes. Le signal de chaque pixel de coordonnées $[x,y]$ peut s'écrire sous la forme :

$$Pixel[x,y] = Gain[x,y] \times P_{incident}[x,y] + Offset[x,y] \quad (1.1)$$

Le gain et l'offset sont issus de la chaîne de traitement du signal. Un système parfait possède un gain et un offset identiques pour chacun de ses pixels. Un tel système n'existant pas, le gain et l'offset varient de pixel à pixel. Ces variations ont des origines multiples : aberrations de l'optique, non-uniformité de réponse, inhomogénéité des coefficients d'amplification, etc. En imagerie visible, les variations de flux dans la scène sont importantes et la totalité du flux de photons incident ($P_{incident}$) sert à former l'image. Dans cette situation, l'influence des non-uniformités de gain et d'offset est négligeable sur l'image. En IR, le flux de photons reçu par le détecteur est composé dans sa grande majorité du fond ambiant (signal inutile) et pour quelques pour-cent, des petites variations de température dans la scène (signal utile). De sorte que sur une image IR, les variations de gain et d'offset ne peuvent pas être ignorées. La figure 1.7 illustre l'impact de la non-uniformité sur la qualité des images. La colonne de gauche présente les images brutes et la colonne de droite les images corrigées en uniformité et pixels défectueux.

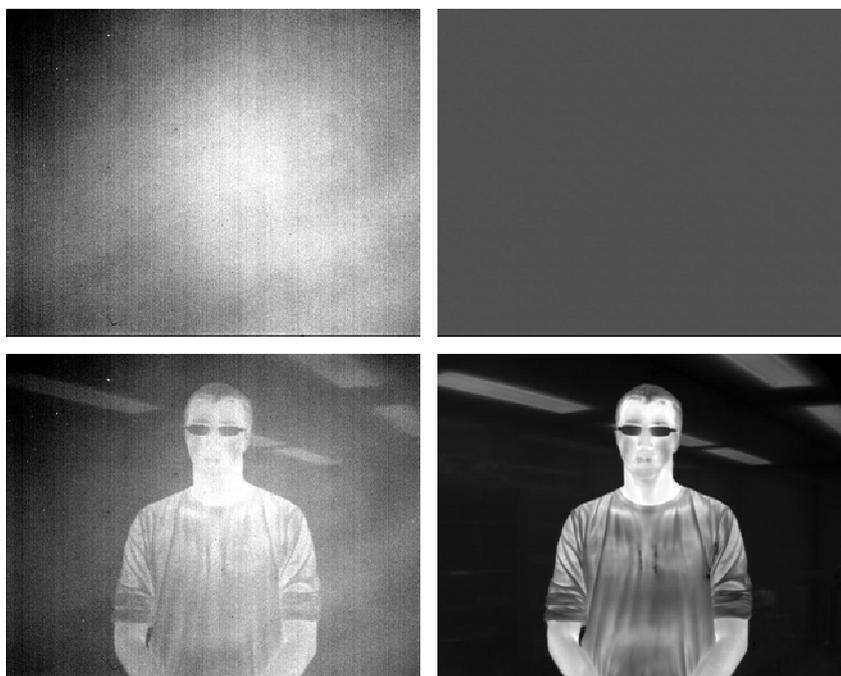


Figure 1.7 : Image QWIP (640x515 à 8,5 μm) illustrant l'impact de la non-uniformité. Colonne de gauche : images non corrigées ; colonne de droite : images corrigées ; ligne du haut : scène uniforme ; ligne du bas : scène en intérieur

Il existe plusieurs algorithmes qui permettent de corriger ces non-uniformités^[29]. La correction deux-points est la solution la plus couramment utilisée. Elle nécessite l'enregistrement de deux images sous éclairage uniforme, l'une à faible flux (I_{dark}) et l'autre à fort flux (I_{bright}) (on encadre la dynamique de l'image). On calcule ensuite des matrices de correction de gain et d'offset afin d'avoir une image uniforme (on fait l'hypothèse que la valeur de l'image corrigée doit être égale à la valeur moyenne de l'image non corrigée). Finalement, on exprime l'image corrigée comme :

$$Image\ Corrigée = \frac{Image\ NonCorrigée - Offset}{Gain} \quad (1.4)$$

$$Avec : Gain = \frac{I_{bright} - I_{dark}}{\langle I_{bright} \rangle - \langle I_{dark} \rangle} \text{ et } Offset = I_{dark} - Gain \times \langle I_{dark} \rangle$$

La non-uniformité spatiale est définie comme l'écart-type de la matrice de pixels sur la valeur moyenne de la matrice. Un plan focal IR a une non-uniformité de l'ordre de 10 % (6.9 % pour la figure 1.7) avant correction et d'environ 0,05 % après correction (0,056 % pour la figure 1.7). Nous verrons dans la section suivante que la non-uniformité peut fortement dégrader les capacités de détection des imageurs.

Jusqu'ici nous avons uniquement considéré les objets idéaux que sont les corps noirs. Les objets, qu'ils soient d'origine naturelle ou manufacturée, ont des caractéristiques proches des CNs. Le restant de différences est caractérisé par l'émissivité, qui est définie comme le rapport entre l'émission de l'objet et l'émission d'un CN à la même température. D'une manière générale, les objets qui sont réfléchissants ou transparents ont une faible émissivité (ex. surface métallique) tandis que les objets diffusants ou absorbants ont une forte émissivité (ex. papier mat). Les propriétés d'émissivité des matériaux varient avec la longueur d'onde. La figure 1.8 présente des exemples d'émissivité mesurée par le projet MODIS^[30] sur différents matériaux.

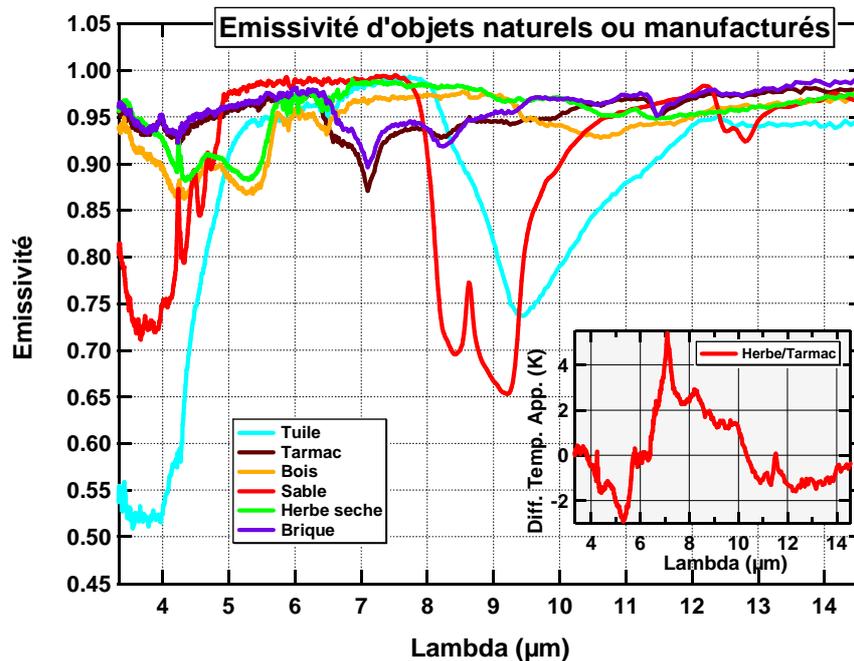


Figure 1.8 : Exemple d'émissivités d'objets naturels ou manufacturés. En insert : Différence de température apparente entre l'herbe et le tarmac à 300K.

La différence d'émissivité entre les objets ajoute un contraste sur les images. Ce contraste devient primordial si les objets observés sont à la même température. Sur l'image de la figure 1.9, on distingue très clairement au premier plan, le tarmac de l'herbe. Si on considère que ces deux zones sont à la même température, alors le contraste entre celles-ci est uniquement dû à leurs différences d'émissivités. Pour un corps réel de température T_{CN} et d'émissivité ϵ , on peut définir sa température apparente T_{App} . Cette dernière est donnée par l'équation (1.5).

$$T_{APP} = \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot k_B} \cdot \frac{1}{\ln \left[1 + \frac{1}{\varepsilon(\lambda)} \cdot \left(e^{\frac{h \cdot c}{\lambda \cdot k_B \cdot T_{CV}} - 1} \right) \right]} \quad (1.5)$$

L'insert de la figure 1.8 présente la différence de température apparente entre l'herbe et le tarmac. En fonction de la longueur d'onde, la différence peut être positive ou négative. Sur l'image, le contraste entre l'herbe et le tarmac va dépendre de la gamme spectrale du détecteur. Si le détecteur à une absorption résonante entre 8 et 9 μm alors la différence moyenne de température apparente est de 2,3 K. Au contraire si le détecteur à une absorption large bande en LW (8-14 μm) cette différence est uniquement de 0,4 K.



Figure 1.9 : Image QWIP à 8,5 μm présentant l'évolution du contraste de l'image IR avec l'émissivité.

Nous insistons ici sur la notion de contraste dans l'image infrarouge, car c'est un paramètre important dans le choix et le design d'un détecteur. L'utilisateur final cherche à obtenir une information contenue dans une scène, peu importe la technologie employée. Or, nous venons de voir que l'absorption en bande étroite des QWIPs présente un avantage certain pour augmenter les contrastes. Suivant le même but, la détection multispectrale permet de mettre en évidence des objets d'intérêt^[21]. La figure 1.10 présente l'évolution des informations contenues dans une scène en fonction de la longueur d'onde d'observation. La photo visible a été prise avec un appareil photo grand public. Les images dans la gamme 0,9 à 1,7 μm ont été obtenues avec un module à base de photodiodes en InGaAs et les images en IR thermique ont été prises avec des QWIPs. On peut voir sur cette figure les contrastes évoluer. Un objet clair à une longueur d'onde donnée peut apparaître sombre dans une autre gamme spectrale. La capacité de détection multispectrale des QWIPs est un avantage pour répondre aux problématiques posées par les utilisateurs. Les démonstrations technologiques en MW et VLW de la figure 1.10 sont une première étape. Ce travail de thèse s'inscrit dans l'étape suivante. L'objectif est de mieux comprendre les mécanismes fondamentaux mis en jeu dans les QWIPs, afin d'étendre et d'optimiser les capacités de détection de ce type de détecteur sur un large spectre.



Figure 1.10 : Évolution du contraste de l'image avec la longueur d'onde.

APPLICATIONS DE L'IMAGERIE INFRAROUGE

En vue de conclure cette section, nous allons détailler dans cette dernière partie les différentes applications de l'imagerie infrarouge refroidie. Le domaine d'application historique est le domaine militaire. Les différents ministères de la Défense de chaque état représentent les principaux clients de l'industrie de l'infrarouge. On retrouve des caméras IR dans un grand nombre de systèmes militaires :

- Veille sur le champ de bataille, surveillance des frontières et des installations stratégiques,
- Conduite de tir, détection de missiles balistiques, autodirecteur de missile,
- Surveillance aéroportée et spatiale, aide au pilotage et à l'atterrissage.

Le point commun des applications militaires est la nécessité de recueillir toujours plus d'information (grande résolution et détection multispectrale) dans un volume de plus en plus faible (petit pixel et haute température de fonctionnement).

Le deuxième grand demandeur d'IR haute performance est l'industrie spatiale. Pour les systèmes embarqués, on distingue deux types : ceux qui observent la Terre (météorologie, détection de gaz, etc.) et ceux qui tournent le dos à la Terre (détection d'exoplanètes, fond cosmologique, etc.). Dans ce type de système, les maîtres mots sont fiabilité et légèreté. Les

détecteurs doivent être robustes face aux rayons ionisants, aux vibrations lors du décollage et présenter une grande stabilité dans le temps. De plus, la température de fonctionnement doit être maximisée afin de simplifier le refroidissement, ce qui réduit le poids et l'encombrement du dispositif.

Les astrophysiciens utilisent aussi des télescopes terrestres. Pour cette application particulière, le coût et l'encombrement ne sont pas les facteurs limitants. Sur ce type de systèmes, on cherche surtout à obtenir des performances ultimes de la part des détecteurs (sensibilité, résolution et stabilité).

Les applications civiles sont encore minoritaires pour l'IR refroidi, mais leurs marges de progression sont très importantes. Les débouchés se situent dans le domaine médical, la surveillance, l'automobile, le contrôle non destructif, ainsi que des applications scientifiques. Ces applications ne nécessitent pas forcément un haut niveau de performances, mais plutôt des produits bas coûts du type imageur non refroidi.

Nous avons vu au cours de cette première partie de chapitre les principaux éléments d'un système d'imagerie infrarouge. Le transducteur est un élément clé de la chaîne d'acquisition et il apparaît clairement que la technologie à multipuits quantiques présente de multiples avantages pour répondre aux problématiques des utilisateurs, notamment dans les domaines militaire et spatial. Les avantages intrinsèques des QWIPs seront d'autant mieux exploités en augmentant notre connaissance de la physique de ces détecteurs. C'est pourquoi, la section suivante a pour objectif de présenter les connaissances de base autour des détecteurs à multipuits quantiques.

1.2 DETECTEURS A MULTIPUITS QUANTIQUES

PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Les photodétecteurs à multipuits quantiques ou QWIP (Quantum Wells Infrared Photodetector) sont des hétérostructures à base de semiconducteurs. L'agencement des couches épitaxiées est exécuté de façon à obtenir une fine épaisseur de matériau à faible gap (GaAs par exemple) entouré de part et d'autre par des matériaux de gap plus important (AlGaAs par exemple). La structure ainsi réalisée constitue un puits de potentiel pour les électrons et les trous. Le QWIP étant un détecteur unipolaire (un seul type de porteur), nous allons par la suite uniquement nous intéresser aux électrons. Si l'épaisseur du puits est inférieure à la longueur d'onde de De Broglie des électrons (17 nm dans le GaAs à 300 K), les niveaux énergétiques dans le puits sont quantifiés. En faisant varier la taille du puits et/ou la hauteur des barrières de potentiel, il est possible de déplacer les niveaux confinés et d'en changer le nombre. La figure 1.11 présente le diagramme de bande de conduction du système $\text{Al}_{0,27}\text{Ga}_{0,73}\text{As} / \text{GaAs}$ pour trois tailles de puits. Dans un QWIP, les couches sont choisies de façon à avoir un (E_0) ou deux états dans le puits (E_0 et E_1). Si l'état excité (E_1) est confiné dans le puits, c'est un état lié ; s'il est en résonance avec la barrière, c'est un état quasi-lié. Si l'état excité n'est pas confiné alors c'est une résonance du continuum, c'est-à-dire une superposition d'états propagatifs ayant une forte probabilité de présence au dessus du puits. L'absorption intersousbande est rendue possible par

l'ajout d'atomes de silicium qui fournissent des électrons afin de peupler le niveau fondamental (E_0). Le confinement des états électroniques n'a lieu que selon la direction de croissance (axe Z ou perpendiculaire) ; dans le plan (axe X,Y ou parallèle), les électrons se comportent comme dans le matériau massif. En première approximation, la dispersion des sousbandes dans ce plan est parabolique. L'absorption intersousbande d'un puits quantique est une lorentzienne centrée à l'énergie E_1-E_0 et d'élargissement Γ dû au temps de vie fini du niveau excité et au temps de décohérence.

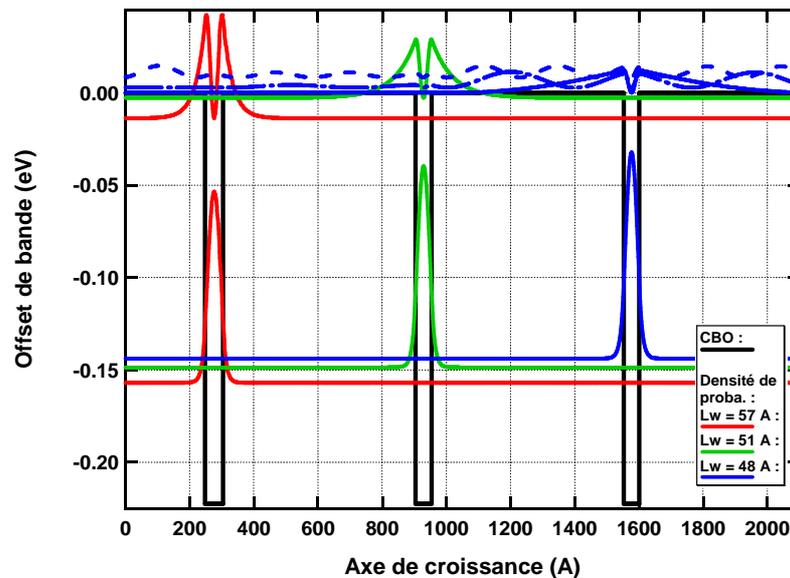


Figure 1.11 : Illustration des différentes transitions en fonction de la taille du puits. De gauche à droite, transition liée/liée, liée/quasi-liée et liée/libre.

Le confinement électronique unidirectionnel induit une règle de sélection^[31] qui interdit l'absorption des champs électriques ne possédant pas de composante suivant l'axe perpendiculaire. L'absorption à incidence normale n'est donc pas permise. La solution simple pour obtenir une composante selon Z est d'éclairer la structure en polarisation TM avec un angle d'incidence non nul. Cette solution étant inadaptée à l'imagerie, il a été développé plusieurs solutions techniques^[32] permettant le couplage optique. Nous retiendrons la solution d'un réseau croisé ou lamellaire, gravé à la surface du pixel et métallisé, fonctionnant en réflexion^[33]. Étant donnée la géométrie d'un pixel (volume de quelques λ^3 avec couche absorbante), le traitement électromagnétique du réseau est fait en champ proche. Le couplage est réalisé par l'intermédiaire d'une onde de surface circulant à l'interface métal/contact. C'est cette onde qui est absorbée par les puits, le réseau permettant de coupler le flux IR incident à l'onde de surface. Le lecteur intéressé trouvera une analyse détaillée du couplage optique dans les QWIPs, dans la thèse de Thomas Antoni^[32].

Une fois excité sur le niveau E_1 , le photoélectron a la possibilité de sortir du puits en direction du continuum. Ce mécanisme d'émission, auquel on associe une probabilité d'émission (p_e), entre en concurrence avec la recombinaison vers le niveau fondamental. Les électrons du niveau E_0 présentent eux aussi une émission vers le continuum, cette émission est assistée thermiquement. Ces deux émissions (optique et thermique) sont facilitées par la réduction de barrière due à l'application d'une différence de potentiel sur la structure.

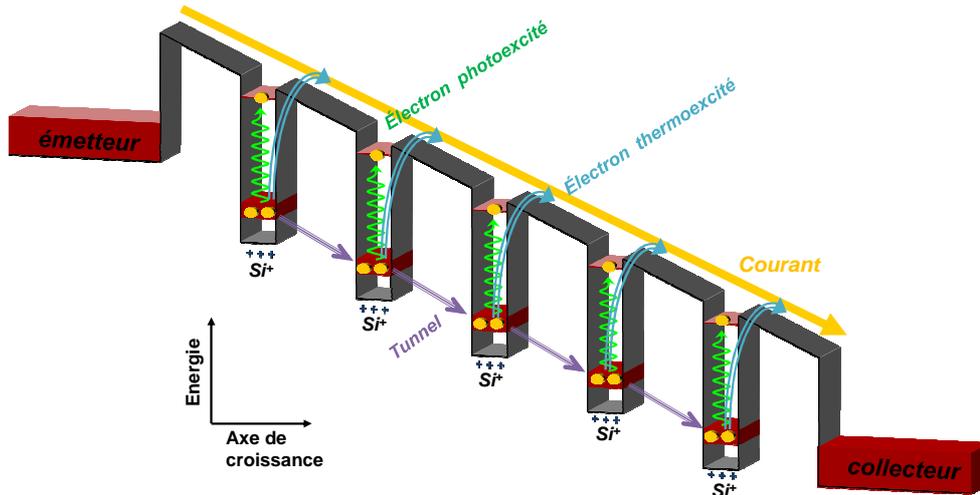


Figure 1.12 : Principe de fonctionnement du QWIP.

Le QWIP est un photoconducteur extrinsèque unipolaire. La figure 1.12 présente le schéma de fonctionnement d'un QWIP. On n'utilise qu'un seul type de porteur, ce qui induit la règle de conservation du courant dans la structure. Chaque puits est à la fois un réservoir et un piège à électrons. Les électrons peuvent sortir du puits par excitation optique ou thermique, puis sous l'influence du champ électrique dérivent jusqu'au contact collecteur. Durant ce transport, les électrons perdent de l'énergie par des diffusions inélastiques (principalement les phonons longitudinaux optiques (LO)) et peuvent se faire capturer par les puits suivants. L'approche de Beck^[34] est le modèle le plus couramment admis pour décrire le transport dans la structure. Celui-ci est basé sur la conservation de la quantité totale de porteurs dans la structure durant un temps τ :

$$\langle n_e [i] \rangle = \langle n_c [i] \rangle = \langle n_x \rangle \cdot (t[i] + (1-t[i]) \cdot p_c [i]) \quad (1.6)$$

avec n_x le nombre total de porteurs passant par les contacts durant le temps τ . $t[i]$ est la fraction de courant arrivant dans le puits i par courant tunnel direct, $p_c[i]$ la probabilité de capture par le puits i de porteurs circulants dans le continuum. $n_c[i]$ correspond au nombre de porteurs capturés par le puits i durant τ et $n_e[i]$ le nombre de porteurs émis par le puits i durant le temps τ . Le modèle de Beck donne une expression (cf. (1.7)) du gain de photoconduction (g_{photo}). Celui-ci est défini comme le rapport entre le nombre d'électrons récupérés aux contacts et le nombre d'électrons extraits du puits.

$$g_{photo} = \frac{1}{\sum_{i=1}^N (t[i] + (1-t[i]) \cdot p_c [i])} , \text{ avec } N \text{ le nombre puits.} \quad (1.7)$$

Si on considère une structure homogène (structure périodique et champ électrique constant) où la probabilité de capture est identique pour tous les puits et où le courant tunnel direct est négligeable alors l'expression (1.7) se simplifie pour donner l'expression (1.8).

$$g_{photo} = \frac{1}{N \cdot p_c} \quad (1.8)$$

En plus du gain, il existe d'autres grandeurs permettant de caractériser un détecteur QWIP : la réponse spectrale, la densité de courant (photonique et d'obscurité) et le bruit. Tout d'abord, la réponse spectrale^[35] traduit la conversion du flux optique en flux électrique. Son expression en fonction de λ et de la tension aux bornes de la structure est donnée en (1.9). Celle-ci fait intervenir l'efficacité quantique externe (η_{ext} : nombre de photoélectrons collectés aux contacts sur le nombre de photons incidents) ou l'efficacité quantique interne (η_{int} : nombre de photoélectrons émis par les puits sur le nombre de photons incidents).

$$\begin{aligned}
 R(\lambda, V, T) &= \frac{e\lambda}{hc} \cdot \eta_{ext}(\lambda, V, T) \\
 &= \frac{e\lambda}{hc} \cdot g_{photo}(V, T) \cdot \eta_{int}(\lambda, V, T) \quad , \text{ en } [A \cdot W^{-1}] \\
 &= \frac{e\lambda}{hc} \cdot g_{photo}(V, T) \cdot \sum_{i=1}^N (p_e(\lambda, V, T)[i] \cdot \alpha(\lambda, V, T)[i])
 \end{aligned} \tag{1.9}$$

V et T sont respectivement la tension et la température. On rappelle que p_e est la probabilité d'émission du puits (nombre d'électrons émis par le puits sur le nombre d'électrons photoexcités). La dernière ligne de l'expression (1.9) nous permet d'introduire une grandeur caractéristique des détecteurs : l'absorption (α : nombre de photons absorbés sur le nombre de photons incidents). Dans le cas particulier d'une absorption entre deux niveaux liés et dans l'approximation des sousbandes paraboliques, on peut écrire l'absorption d'un puits (à zéro Kelvin) en fonction de l'énergie des photons incidents (E) comme^[36] :

$$\begin{aligned}
 \alpha(E, V) &= n_s(V) \cdot cste \cdot f_{0 \rightarrow 1}(V) \cdot F_{couplage}(V) \cdot L(E_1 - E_0, \Gamma) \\
 &= n_s(V) \cdot \frac{e^2}{\hbar \cdot \epsilon_0 \cdot c \cdot n_{OPT}(E)} \cdot E \cdot |\langle \Psi_0(V) | Z | \Psi_1(V) \rangle|^2 \cdot \left(\frac{E_{\perp}^{EM}}{E_0^{EM}} \right)^2 \cdot \frac{1}{\Gamma} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{E - E_{12}}{\Gamma} \right)^2}
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

avec n_s la densité d'électrons disponibles sur le niveau fondamental et n_{OPT} l'indice optique. $|\langle \Psi_0 | Z | \Psi_1 \rangle|$ est l'élément de matrice entre le niveau fondamental (défini par la fonction d'onde Ψ_0) et le niveau excité (défini par la fonction d'onde Ψ_1). $f_{0 \rightarrow 1}$ est la force d'oscillateur entre les deux niveaux. $F_{couplage}$ correspond à la fonction de couplage optique qui traduit l'intensité du champ électromagnétique absorbable (E_{\perp}^{EM}) par rapport au champ incident (E_0^{EM}) et L un élargissement lorentzien centré en $E = E_1 - E_0$ et de demi-largeur à mi-hauteur Γ . Pour un puits typique (AlGaAs/GaAs @ 8,5 μm , dopage de quelque 10^{11} cm^{-2}), dans une expérience de transmission simple passage, à travers une lame à face parallèle, à l'angle de Brewster^[37], l'absorption au pic est de l'ordre du dixième de pour cent.

L'expression de la réponse spectrale donnée en (1.9) nous permet d'écrire la densité de courant photonique^[35] ($J_{photonique}$) circulant dans un QWIP. La scène observée est un CN à la température T_{CN} , vu à travers une couche d'atmosphère (caractérisé par sa transmission τ_{atm}) et un système optique (caractérisé par sa transmission τ_{opt} et son nombre d'ouverture #). La densité de courant est donnée en (1.11) avec M l'émittance spectrale.

$$J_{\text{photonique}} = \frac{1}{1 + 4 \cdot \#^2} \cdot \int_{\Delta\lambda} \tau_{\text{opt}}(\lambda) \cdot \tau_{\text{atm}}(\lambda) \cdot R(\lambda, V) \cdot M(\lambda, T_{\text{CN}}) \cdot d\lambda, \text{ en } [\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}] \quad (1.11)$$

En plus de ce courant photonique, il circule dans la couche active un courant d'obscurité (J_{dark}). Celui-ci peut avoir une origine technologique ou intrinsèque à la physique du détecteur. Le QWIP ne nécessitant pas de passivation en surface, les courants d'origine technologique sont négligeables. Si on considère qu'il n'y a pas de courant tunnel direct et que le courant est uniquement dû à l'émission thermique des puits, alors on peut écrire la densité de courant d'obscurité par une loi d'Arrhenius^[38] (cf. équation (1.12)). Dans ces conditions, on parlera de transport en régime thermoionique ou thermoélectronique. Ce régime de transport correspond aux conditions d'utilisation les plus courantes et il sera traité dans le chapitre 4. Nous verrons dans le chapitre 3 qu'il existe d'autres régimes de transport, qui sont plus spécifiques à certaines conditions d'utilisation (très basse température ou très fort champ).

$$J_{\text{dark}} = J_0 \cdot T^\alpha \cdot \exp\left(-\frac{E_a(V)}{k_B \cdot T}\right), \text{ en } [\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}] \quad (1.12)$$

avec J_0 un préfacteur, T la température, α un exposant égal à 1 ou $\frac{1}{2}$ en fonction du modèle utilisé^[38,39]. E_a est l'énergie d'activation qui à zéro volt est égale à la différence entre l'offset de bande de la barrière et le niveau de Fermi. Le courant total (J_{TOT}) est composé de la somme du courant d'obscurité et du courant photonique.

La dernière grandeur qui caractérise le QWIP est son bruit. Dans la suite de ce manuscrit, nous travaillerons préférentiellement avec la densité spectrale de bruit (DSB). Celle-ci est définie comme le bruit du détecteur rapporté à une bande passante de 1Hz. Il existe deux sources de bruit dans les QWIPs^[40] : le bruit de génération-recombinaison (GR) (lié au *shot noise*) et le bruit Johnson (JH). Le bruit de GR a pour origine la fluctuation du nombre de porteurs due à l'émission et la capture. Quant au bruit Johnson, il est associé aux fluctuations des vitesses des porteurs. Nous considérons que ces deux sources de bruit sont indépendantes^[40], la densité spectrale de bruit ($\text{A} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$) s'écrit alors :

$$\begin{aligned} DSB(V, T) &= \sqrt{DSB_{\text{GR}}^2 + DSB_{\text{JH}}^2} \\ &= \sqrt{4 \cdot e \cdot g_{\text{noise}} \cdot |J_{\text{TOT}}(V)| \cdot S + 4 \cdot k_B \cdot T \cdot S \cdot \left| \frac{dJ_{\text{TOT}}(V)}{dV} \right|}, \text{ en } [\text{A} \cdot \text{Hz}^{-1/2}] \end{aligned} \quad (1.13)$$

avec S la surface du détecteur et g_{noise} le gain de bruit. Ce dernier est défini par Beck dans son modèle de transport^[34]. Avec les mêmes hypothèses que l'expression (1.8), on peut écrire le gain de bruit comme :

$$g_{\text{noise}} = g_{\text{photo}} \cdot \left(1 - \frac{p_c}{2}\right) = \frac{1}{N \cdot p_c} \cdot \left(1 - \frac{p_c}{2}\right) \quad (1.14)$$

* Dans la suite du manuscrit, nous présenterons uniquement des densités de courant en valeurs absolues, bien que par abus de langage nous parlerons toujours de densité de courant.

Le gain de photoconduction est difficile à mesurer expérimentalement. C'est pourquoi la plupart des auteurs déduisent le gain de bruit des mesures expérimentales (DSB et courant), puis appliquent le modèle de Beck afin d'évaluer le gain de photoconduction.

Les grandeurs présentées dans cette partie vont nous servir tout au long de ce manuscrit, afin de caractériser et de comparer les différents QWIPs étudiés.

MATERIAUX ET FABRICATION

Les premières transitions intersousbandes ont été étudiées théoriquement^[41] et expérimentalement^[42] dans des couches d'inversion électroniques à l'interface silice-silicium. Il faut attendre le début des années 80 et l'avènement des techniques d'épithaxie pour voir apparaître les premiers détecteurs ISB basés sur des matériaux III-V. Les épithaxies sur des substrats en arséniure de gallium constituent depuis le début des années 80^[43] la majorité des hétérostructures. Le principal avantage de ce matériau réside dans sa maîtrise technologique. Son utilisation dans de nombreux composants électroniques a permis le développement de grands substrats (jusqu'à 6 pouces), ainsi que les techniques d'épithaxie, de gravure et de dépôt associés. Pour les hétérostructures QWIP, l'utilisation du ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, en quasi-accord de maille avec le GaAs, permet l'absorption dans toute la gamme de l'IR thermique^[35]. Cependant, pour des compositions supérieures à 45 %, le gap de l'AlGaAs devient indirect, ce qui modifie fortement ses propriétés électroniques et empêche son utilisation pour la détection en deçà de $6 \mu\text{m}$ ^[44]. L'ajout d'indium dans le puits permet de diminuer cette limite de détection^[45]. Cependant, l' $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ est contraint en compression sur le GaAs, ce qui limite la quantité d'indium incorporable.

La détection aux faibles longueurs d'onde étant problématique pour la famille du GaAs, B.F. Levine et ses coauteurs^[44] ont proposé l'utilisation de l'hétérostructure $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As} / \text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$. Cette hétérostructure présente un grand offset de bande, un accord de maille avec les substrats en phosphure d'indium (InP) et la possibilité de réaliser des structures à contraintes compensées. Bien que moins développé que le GaAs, l'InP présente l'avantage d'être un matériau III-V exploité dans d'autres domaines que l'imagerie IR. L'utilisation de ce binaire dans les barrières (InGaAs ou InGaAsP dans le puits) permet aussi la réalisation de QWIPs en LW^[46,47].

En marge de ces deux principaux substrats, des démonstrations d'absorption ont été réalisées. Les très courtes longueurs d'onde ont notamment été adressées avec les hétérostructures GaN / AlGaN^[48] et InAs / AlSb^[49]. Enfin, des absorptions intersousbandes ont été démontrées dans des hétérostructures II-VI^[50,51].

Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter la structure d'un pixel QWIP ainsi que les principales étapes technologiques nécessaires à sa réalisation. La figure 1.13 présente le schéma en coupe d'un pixel QWIP. Celui-ci est constitué d'une zone d'absorption (MPQ) prise en sandwich entre deux contacts (n^+). Le réseau de couplage est réalisé à la surface de l'épithaxie et on éclaire le pixel à travers le substrat. Grâce au réseau, le flux IR incident est couplé aux ondes de surface qui se propagent à l'interface métal/contact. Le dépôt métallique du réseau sert aussi de contact supérieur. Le contact inférieur (commun à toute la matrice) est réalisé en bord de matrice par un via-trou à travers un diélectrique de planarisation. Le schéma présenté figure 1.13 correspond à pixel "classique" mono-étage. Il existe aussi des architectures bi-étage où l'on

empile deux couches d'absorption l'une sur l'autre en les séparant par un contact intermédiaire afin de réaliser une détection bi-spectrale^[52].

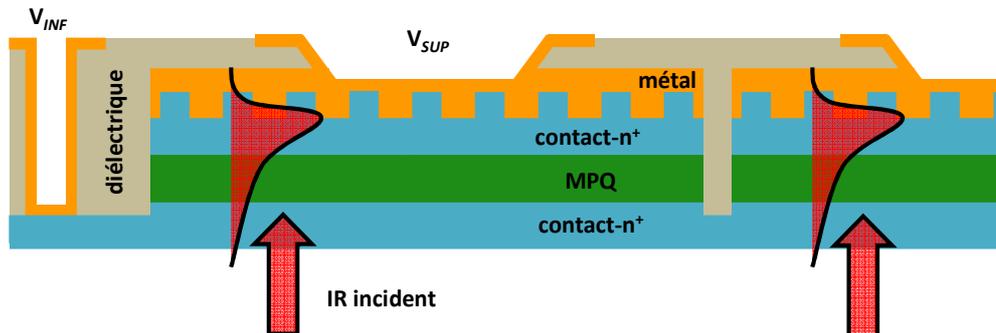


Figure 1.13 : Schéma en coupe d'un pixel QWIP en bord de matrice

La première étape technologique est la photolithographie des réseaux, puis leur gravure par RIE (Reactive Ion Etching) ou ICP (Inductively Coupled Plasma). Cette étape est critique, car les réseaux constituent le plus petit motif présent dans un pixel et une mauvaise définition entraîne une diminution de leur efficacité de couplage. L'utilisation d'une lampe ultraviolet (UV) à 200 nm, permet une résolution en adéquation avec la fabrication des réseaux LW et MW.

L'étape suivante est le dépôt de l'électrode supérieure. Puis par masquage et gravure successifs, on définit les mesas-pixels. La gravure du pixel est arrêtée dans le contact inférieur. Les taux de remplissages typiques sont supérieurs à 90 % (cf. figure 1.14).

On dépose ensuite un polymère afin de planariser la structure. Une fois le polymère déposé, on grave des via-trous pour connecter chaque contact supérieur et le contact inférieur avec des électrodes en surface. Cette étape permet de ramener tous les contacts dans le même plan (cf. figure 1.14), ce qui facilite l'hybridation du détecteur avec un circuit de lecture.

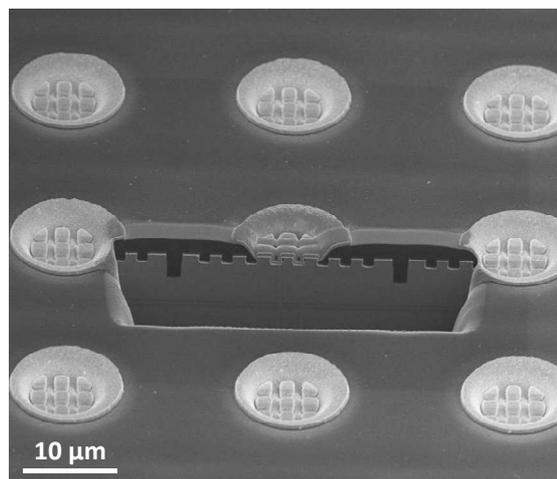


Figure 1.14 : Image FIB d'une matrice QWIP où nous avons révélé le mesa par découpe FIB.

Une vue en coupe d'un hybride (QWIP et circuit de lecture) est présentée sur la figure 1.15. La liaison électrique entre les deux ensembles est faite par l'intermédiaire de billes d'indium. Celles-ci sont formées en déposant une fine couche d'indium en face avant, puis en chauffant l'indium va mouiller uniquement les surfaces métalliques (les électrodes de la figure 1.14), ce qui entraîne la formation de billes d'indium au dessus de chaque pixel. Le report du circuit de

lecture sur la matrice QWIP est ensuite fait en alignant en regard les uns des autres chaque pixel du détecteur et du circuit de lecture. Puis la connexion électrique, mécanique et thermique est réalisée par brasure des billes avec les électrodes.

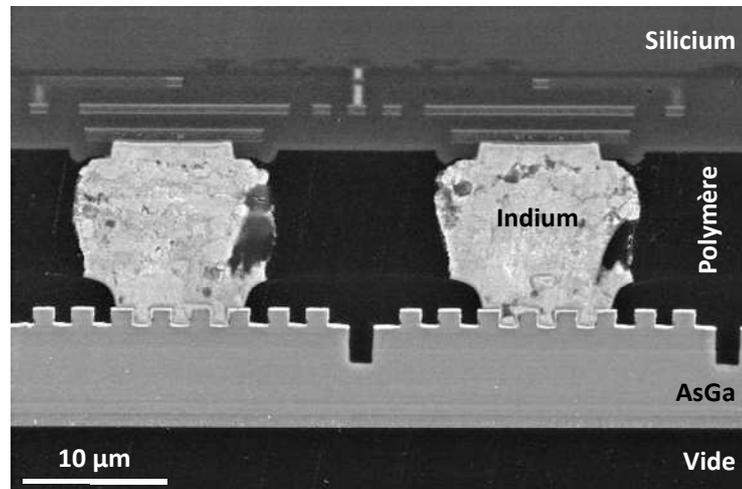


Figure 1.15 : Image MEB en coupe transverse d'un hybride. Sur la partie haute, on aperçoit le circuit de lecture (Si), au milieu la bille d'indium et en bas le QWIP aminci.

La fin du process comporte une étape d'enrobage. On injecte une résine entre le QWIP et le circuit de lecture afin de renforcer mécaniquement l'ensemble et empêcher toute insertion d'impuretés dans l'interstice. Ensuite, on amincit le substrat de GaAs afin d'obtenir une épaisseur résiduelle de quelques micromètres (cf. figure 1.15). Ainsi, lors des cycles thermiques de mise en route et d'arrêt des caméras, c'est le silicium qui va imposer la dilatation et le GaAs va se déformer élastiquement. Finalement, la dernière étape consiste à déposer une fine couche de ZnS afin de réaliser un antireflet.

FIGURES DE MERITE

On s'intéresse maintenant aux figures de mérite de la détection infrarouge : la détectivité et la NETD (Noise Equivalent Temperature Difference). La détectivité, qui s'exprime en Jones ($\text{cm.Hz}^{1/2}.\text{W}^{-1}$), correspond à un rapport signal à bruit normalisé permettant de comparer les différentes technologies. La NETD correspond à la température équivalente au bruit du système. Les expressions (1.15) et (1.16) présentent la détectivité spécifique au pic ($D^*(V,T)$) et la détectivité spécifique du corps noir ($D_{CN}^*(V,T)$)^[35].

$$D^*(V,T) = R(\lambda_{pic}, V, T) \cdot \frac{\sqrt{S}}{DSB(V,T)}, \text{ en } [\text{cm.Hz}^{1/2}.\text{W}^{-1}] \quad (1.15)$$

$$D_{CN}^*(V,T) = \frac{\int_{\Delta\lambda} R(\lambda, V, T) \cdot M(\lambda, T_{CN}) \cdot d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} M(\lambda, T_{CN}) \cdot d\lambda} \cdot \frac{\sqrt{S}}{DSB(V,T)}, \text{ en } [\text{cm.Hz}^{1/2}.\text{W}^{-1}] \quad (1.16)$$

Il existe deux régimes de fonctionnement des détecteurs quantiques : le régime thermique et le régime BLIP (Background Limited Infrared Photodetector). En régime thermique, la détectivité

est fortement dépendante de la température d'utilisation. En régime BLIP, la détectivité est limitée par le bruit de photons et donc indépendante de la température. En pratique on définit la température BLIP (T_{BLIP}), comme la température à laquelle le courant optique est égal au courant d'obscurité. La détectivité BLIP doit toujours être accompagnée de la condition d'éclairement à laquelle elle correspond. Sauf mention contraire, les conditions d'éclairement des résultats présentés dans ce manuscrit sont une ouverture numérique de $f/1,6$, une transmission de l'optique de 70 % et une température de scène de 22 °C.

On peut trouver dans la littérature la notion de détectivité dark^[35]. Elle correspond à la détectivité spécifique en l'absence de flux de photons incident. Cette dernière ne convient pas à une situation réaliste en imagerie IR.

La détectivité permet de caractériser le pixel seul. En ce qui concerne un système d'imagerie, la figure de mérite est la NETD (en K). C'est la différence de température, équivalente au bruit du système. D'après la référence [52] (bruit total limité par le bruit du détecteur), on peut exprimer la NETD comme :

$$NETD(u, D^*) = \frac{P_B}{\frac{dP_B}{dT_{CN}}} \cdot \sqrt{u^2 + \frac{1}{2 \cdot T_{int} \cdot S} \cdot \left(\frac{1 + 4 \cdot \#^2}{\tau_{opt} \cdot D^* \cdot P_B} \right)^2}, \text{ en [K]}$$

avec, $P_B = \int_{\Delta\lambda} M(\lambda, T_{CN}) \cdot d\lambda$ (1.17)

$$\text{et } \frac{dP_B}{dT_{CN}} = \int_{\Delta\lambda} \frac{dM(\lambda, T_{CN})}{dT_{CN}} \cdot d\lambda \approx \frac{P_B}{T_{CN}} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot k_B \cdot T_{CN}} \quad [53]$$

La NETD varie en premier lieu avec la détectivité du matériau utilisé pour la détection. L'autre élément clé est la quantité de flux collecté, qui s'exprime à travers les termes d'ouverture numérique, de transmission de l'optique et de la surface du pixel pour la collection dans l'espace, ainsi que le temps d'intégration (T_{int}) pour la collection dans le temps. Le terme dP_B/dT_{CN} rend compte du contraste thermique autour de la température T_{CN} . L'expression (1.17) nous indique que la non-uniformité (u) devient le paramètre limitant pour les grandes valeurs de détectivité.

La figure 1.16 présente la NETD calculée pour un photoconducteur parfait (absorption de 100 % sur une bande spectrale $\Delta\sigma = 100 \text{ cm}^{-1}$ autour de la valeur centrale λ), de gain unitaire, limité par le bruit de photon et dans des conditions d'utilisation fixes ($\# : 2,6$; $T_{CN} : 300 \text{ K}$; $T_{int} : 7 \text{ ms}$; $S = 23,5 \times 23,5 \text{ } \mu\text{m}^2$). Cette figure nous renseigne sur l'évolution de la NETD avec la longueur d'onde et la non-uniformité, toutes choses égales par ailleurs. Ainsi, dans ces conditions, la limitation de NETD induite par la non-uniformité est d'autant plus importante que la longueur d'onde de détection est grande. De plus, si le système n'est pas limité par l'inhomogénéité spatiale, alors la NETD présente un minimum dans la gamme de longueurs d'onde correspondant au maximum d'émittance spectrale (cf. figure 1.2figure 3.1). En dehors de cette zone, la détection n'est plus optimum. Au contraire, si le système est limité par la non-uniformité, la longueur d'onde de détection optimale décroît.

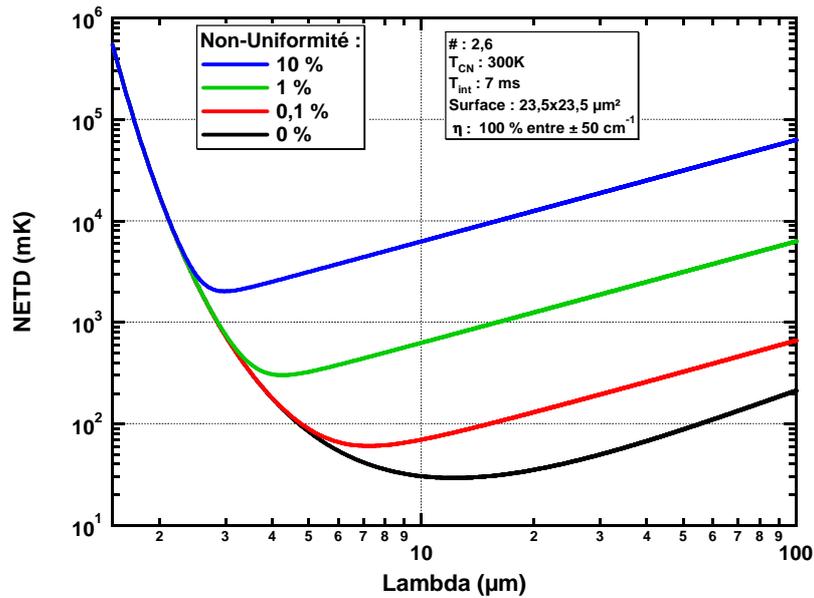


Figure 1.16 : NETD en fonction de la longueur d'onde et de la non-uniformité pour un photoconducteur idéal, d'absorption résonante, limitée par le bruit de photons et dans des conditions d'utilisations fixes.

L'équation (1.14) nous indique que les gains varient comme l'inverse du nombre de périodes. En condition BLIP, si on fait l'approximation d'une fonction de couplage optique indépendante de la position et pas de non-uniformité, on peut écrire que la NETD varie comme $N^{-1/2}$ [54]. Plus le nombre de périodes est élevé, meilleure sera la NETD. Cependant, l'équation (1.17) donnant la NETD, présuppose que le bruit total système est limité par le bruit du détecteur. Or, le bruit varie lui aussi comme $N^{-1/2}$. En conséquence, il existe un N , tel que le bruit total du système devient limité par le bruit du circuit de lecture. Le choix de ce dernier va fortement influencer les performances de détection du système. C'est pourquoi il nous paraît important de consacrer la dernière section, à la problématique du circuit de lecture.

1.3 PROBLEMATIQUE DU CIRCUIT DE LECTURE

Tout détecteur, qu'il soit constitué d'un ou d'un million de pixels, nécessite un circuit de lecture (ROIC : Read Out Integrated Circuit). La fonction du circuit est d'assurer la polarisation du photorécepteur, la conversion des charges électriques en tension et si nécessaire à l'amplification du signal. Avec un seul pixel, la liaison électrique entre le détecteur et le ROIC se fait par fil. Avec un plan focal (10^5 à 10^6 pixels), la connexion électrique est assurée par des billes d'indium (cf. figure 1.15). Le circuit de lecture effectue ensuite le multiplexage de ces N pixels, vers une ou plusieurs sorties. Comme le montre la figure 1.17, les fonctions sont réalisées à différents niveaux. De plus en plus souvent, les circuits incluent des fonctionnalités additionnelles telles que le fenêtrage, le regroupement de pixels, l'ébasage^[54], ou encore la conversion analogique-numérique.

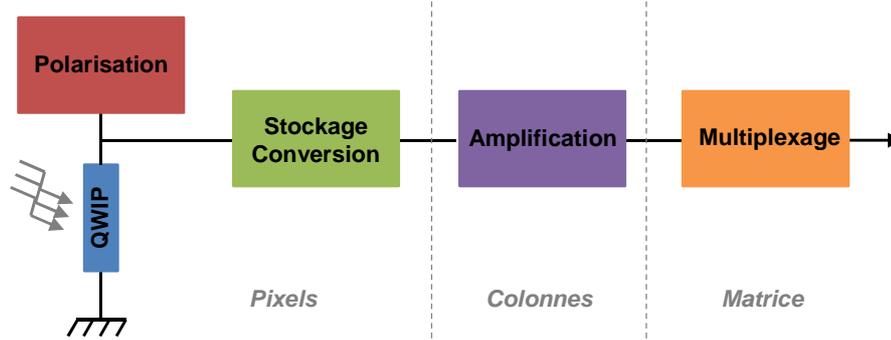


Figure 1.17 : Schéma de principe du circuit de lecture

Le circuit de lecture forme un hybride avec le détecteur. On ne peut pas optimiser un détecteur IR sans prendre en considération la problématique du ROIC. La limitation principale vient de la taille de la capacité de stockage des électrons disponible par pixel. Pour les tailles de pixels usuels (15-30 μm de côté), celle-ci est comprise entre 1 et 20 millions d'électrons^[55]. Dans de nombreux cas, le flux d'électrons (obscurité+optique) en provenance du détecteur sature cette capacité dans des temps inférieurs à la fréquence trame (qq. millisecondes), limitant ainsi la NETD (qui varie comme $T_{int}^{-1/2}$). En raison de son faible gain, le QWIP permet d'intégrer plus longtemps que les détecteurs photovoltaïques classiques. Cependant, la NETD peut se retrouver limitée par le bruit du circuit de lecture. Celui-ci se décompose en deux termes, le bruit dû à la capacité (bruit de reset) et le bruit dû à l'électronique (amplification, etc.). Le premier dépend uniquement de la capacité d'intégration et de la température, alors que le second dépend du design du ROIC.

À côté de ces deux éléments clé, on trouve plusieurs paramètres. La tension en sortie du ROIC varie dans une plage de valeurs appelée *dynamique*. On associe à cette dynamique, un *gain de conversion* (en V/électron), qui s'exprime comme le rapport entre la dynamique et de la capacité de stockage. La *linéarité* définit la gamme de charges, où la réponse du circuit est linéaire avec le flux d'électrons. La *fréquence horloge* et le *nombre de sorties* vont déterminer la fréquence d'acquisition maximum (pour une taille de matrice donnée). La *consommation* est un point important, elle augmente avec le nombre de sorties et la complexité du circuit. Le *mode d'échantillonnage* détermine la façon dont la tension aux bornes de la capacité est lue. Les trois principaux modes sont le simple échantillonnage, le double échantillonnage corrélé et le multi-échantillonnage. Au prix de la complexité du circuit, chacun de ces modes permet de réduire le bruit par rapport au précédent. Le *mode de lecture* correspond à la manière dont les pixels sont lus. La quasi-totalité des circuits intègre simultanément tous les pixels (snapshot), la lecture peut ensuite se faire pendant l'intégration (Integrate While Read : IWR) ou après l'intégration (Integrate Then Read : ITR). Enfin, il faut aussi prendre en compte la *stabilité de la tension de polarisation du détecteur* et la *rémanence*. La première peut-être influencée par des incompatibilités d'impédance entre le ROIC et le détecteur et la seconde correspond à des effets mémoire indésirables.

Les circuits de lecture sont réalisés en silicium. C'est une technologie CMOS qui bénéficie de tous les développements de la microélectronique. La tendance actuelle fait passer les process d'une technologie 0,35 μm à une technologie 0,18 μm . Cette évolution permet d'augmenter le nombre de transistors par pixel, ce qui se traduit par l'implémentation de fonctionnalités

avancées. Cependant, l'accroissement de la complexité se fait au prix de la consommation électrique et de la réduction de la plage de tension applicable au détecteur. Un grand nombre d'architectures de pixel^[56,57] existent, le tableau 1.3 présente les plus répandues.

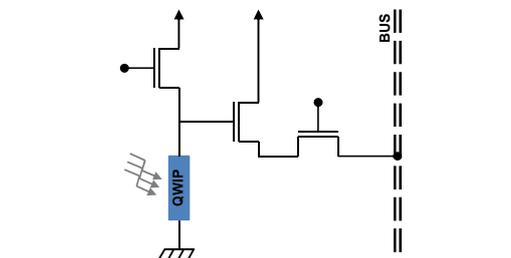
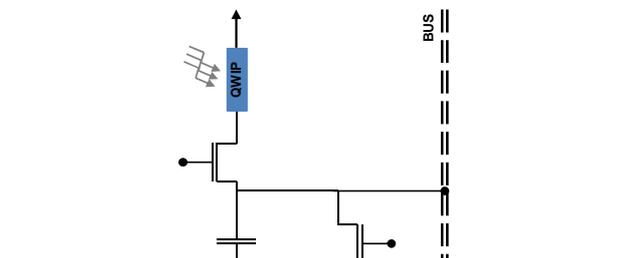
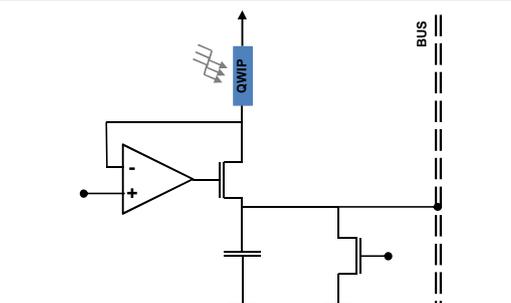
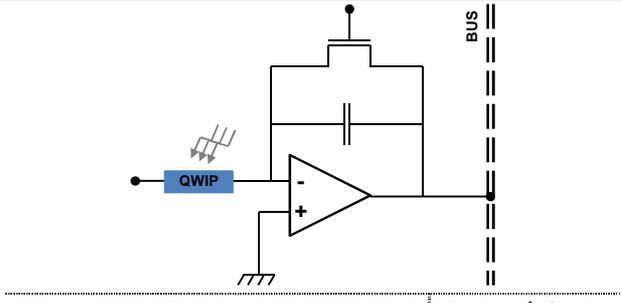
Source Follower per Detector (SFD)		Direct Injection (DI)	
			
<i>Avantages</i>	<i>Inconvénients</i>	<i>Avantages</i>	<i>Inconvénients</i>
Simple Compact Bruit < 15 e ⁻	Petite capacité ($\approx 10^5$ e ⁻) sur une patte du transistor Ne conviens pas aux forts flux Polarisation instable	Grosse capacité ($\approx 10^7$ e ⁻) Faible consommation	Injection dépendante du flux Ne conviens pas aux faibles flux Bruit < 1000 e ⁻
Buffered Direct Injection (BDI)		Capacitive Feedback Trans-Impedance Amplifier (CTIA)	
			
<i>Avantages</i>	<i>Inconvénients</i>	<i>Avantages</i>	<i>Inconvénients</i>
Bonne efficacité d'injection Grosse capacité ($\approx 10^7$ e ⁻) Stabilité de la polarisation	Bruit dû à l'amplificateur	Linéarité Grande dynamique Stabilité de la polarisation	Forte consommation

Tableau 1.3 : Architectures des pixels de circuit de lecture.

Le choix d'une architecture et plus largement celui d'un circuit de lecture doivent être faits dans une approche globale. On doit tenir compte de l'application (flux, temps d'intégration, fréquence d'acquisition) et du détecteur (tension requise, niveau de courant, impédances, taille pixel). À titre d'exemple, il est inutile d'utiliser l'architecture SFD afin de bénéficier du faible bruit, si le flux d'électrons sature la capacité en quelques μ s et nous empêche ainsi d'intégrer pendant le temps trame disponible (≈ 20 ms). Comme bien souvent, le choix du couple détecteur/ROIC devra être fait en fonction de l'application visée.

Conclusion de chapitre

Au cours de ce premier chapitre, nous avons présenté les notions de base nécessaires à la compréhension du domaine de l'imagerie infrarouge. Bien que la suite de ce manuscrit porte

sur l'aspect détecteur, le lecteur devra garder à l'esprit les notions générales présentées dans ce chapitre, afin de comprendre les raisonnements et discussions.

Au sein des systèmes d'imagerie infrarouge, le QWIP est un élément clé qui permet la transformation du signal IR en un signal électrique exploitable par l'électronique et l'informatique. Bien qu'étudiée depuis le début des années 90, la physique des photodétecteurs infrarouge à multipuits quantiques n'est pas entièrement comprise. Le laboratoire d'imagerie infrarouge dans lequel ce travail a été effectué, étudie ce détecteur pour les besoins de Thales. Depuis quelques années, les efforts ont été concentrés sur la gamme spectrale autour de $8,5 \mu\text{m}$. Ce composant étant arrivé à maturité, les efforts de recherche s'orientent désormais vers de nouvelles longueurs d'ondes et de nouvelles fonctionnalités.

C'est dans ce contexte que s'inscrit cette thèse. Toutefois, avant de nous intéresser à la physique du transport et au design des structures, il nous apparaît crucial de bien connaître notre matériau. C'est pourquoi, nous allons présenter dans le prochain chapitre une étude sur les propriétés structurales et chimiques des hétérostructures $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} / \text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$.

Chapitre 2 :

ÉTUDE STRUCTURALE ET CHIMIQUE DES HÉTÉROSTRUCTURES ALGAs / INGAs

Ce deuxième chapitre présente une étude structurale et chimique des hétérostructures en AlGAs/InGAs. Ce couple de matériaux est principalement utilisé pour étendre vers les hautes énergies la gamme spectrale accessible aux QWIPs. L'utilisation d'un alliage à base d'indium entraîne des changements à l'échelle microscopique, tels que la ségrégation ou les dislocations, qui induisent des modifications non désirées du profil de composition.

Pour cette analyse, nous nous appuyerons sur les QWIPs contraints à double barrière. Ce type de puits présente la particularité d'utiliser des couches d'InGAs et des couches d'épaisseur subnanométrique. Les propriétés macroscopiques de ces structures sont alors d'autant plus sensibles aux modifications du profil de composition.

Dans un premier temps nous mettrons en évidence par des mesures électro-optiques l'écart entre le profil de composition nominal et la structure épitaxiée. Puis, nous mettrons en place un outil de modélisation permettant de rendre compte de ces changements. La deuxième partie du chapitre est consacrée à une étude expérimentale par microscopie électronique en transmission. Nous allons utiliser un microscope conventionnel pour étudier l'impact de la contrainte sur la structure de l'échantillon. Après quoi, nous utiliserons un microscope électronique en transmission à balayage pour nous intéresser au profil chimique de nos échantillons.

2.1 DESCRIPTION REALISTE DU PROFIL DE COMPOSITION

En raison de la localisation des états électroniques dans les puits, les propriétés électro-optiques des QWIPs sont directement liées à la forme du potentiel de confinement ainsi qu'à la qualité du matériau. C'est pourquoi nous allons nous intéresser aux différences entre le profil de composition nominal et le profil réel issu de l'épitaxie. Nous nous appuierons pour cela sur l'asymétrie des caractéristiques électro-optiques, et plus particulièrement leur évolution avec la température de croissance. Cela nous permettra d'identifier la ségrégation comme le processus limitant l'obtention de profils nominaux. Puis dans un deuxième temps, nous présenterons les modèles permettant de décrire la ségrégation.

2.1.1 MISE EN EVIDENCE DE L'ECART ENTRE PROFIL DE COMPOSITION NOMINAL ET PROFIL REEL

Depuis les premières démonstrations d'absorption intersousbandes, de nombreux matériaux ont été utilisés afin d'élargir la gamme de longueurs d'onde accessible aux QWIPs^[35,44,47,49]. Parmi ceux-ci, deux types de substrats l'InP et le GaAs, ont plus particulièrement été étudiés. En raison de sa large gamme de détection en LW et VLW, c'est l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} / \text{GaAs}$ en accord de maille sur GaAs qui a été privilégiée par Thales. Pour ce qui est de la détection en MW, plusieurs structures ont été utilisées. Les premiers QWIPs en bande [3 – 5 μm] ont été proposés par B.F. Levine *et al.*^[44] en utilisant l'hétérostructure $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As} / \text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ accordée en maille sur InP. L'offset de bande de 520 meV entre ces deux composés est idéalement adapté pour une détection à 4 μm . Sur GaAs, A. Fiore *et al.* ont proposé l'utilisation d'une structure contrainte à double barrière (DBS : Double Barrier Strained)^[58]. Cette structure est constituée d'un empilement $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} / \text{AlAs} / \text{GaAs} / \text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As} / \text{GaAs} / \text{AlAs} / \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (cf. figure 2.8). La couche en AlGaAs fait office de barrière massive à laquelle on ajoute de fines couches d'AlAs afin d'augmenter le confinement électronique. Par la suite, nous ferons référence à ces fines couches en les désignant par le terme *oreilles*. Le puits est majoritairement constitué d'InGaAs (contraint en compression sur GaAs). L'ajout d'indium permet d'augmenter l'offset de bande avec la barrière. Les couches de GaAs sont utilisées pour faciliter la transition entre les ternaires AlGaAs et InGaAs.

L'épitaxie des couches MW présente plus de difficultés de réalisation que celles des couches LW. La principale raison est due à l'utilisation d'indium dans la couche active. D'une part, cet élément présente une désorption plus importante que l'aluminium ou le gallium, ce qui oblige à abaisser la température de surface lors de la croissance afin de bien incorporer l'indium. Une plus faible température de croissance peut entraîner une baisse de la qualité cristalline et l'incorporation d'impuretés. D'autre part, l'ajout d'indium induit une contrainte élastique qui peut générer des dislocations^[59], ce qui limite son utilisation. En outre, lors d'une croissance pseudomorphique (cf. section 2.3.2), la présence d'indium induit une courbure du wafer^[60] qui entraîne un mauvais placage des masques photo-lithographiques lors du process et par conséquent une mauvaise définition des petits motifs. De plus, des effets de ségrégation des éléments III et du silicium peuvent apparaître lors de la croissance^[61,62]. Ces effets seront d'autant plus forts en MW : non seulement parce que l'indium présente la plus forte tendance à ségréger parmi les éléments III,

mais encore parce qu'en raison du faible nombre de photons en bande II (cf. figure 1.2), les QWIPs MW sont 5 à 10 fois plus dopés que les QWIPs LW, ce qui va amplifier les effets dus à la ségrégation du silicium.

N.B. L'épitaxie par jets moléculaires (EJM ou MBE en anglais) consiste à projeter des flux d'atomes ou de molécules sur un substrat monocristallin chauffé (à la température T_s). Une fois sur la surface de l'échantillon, les atomes ou les molécules sont physisorbés, puis migrent latéralement avant d'être décomposés et/ou chimisorbés (*i.e.* incorporés dans la maille cristalline) ou bien désorbés. La vitesse de croissance (v_{growth}) est de l'ordre du micromètre par heure. Les flux de molécules proviennent de sources solides ou liquides placées dans des creusets d'évaporation. Le flux émis est contrôlé grâce à la température du creuset et à un cache permettant d'ouvrir et de fermer le creuset.

Le premier échantillon (T360) auquel nous allons nous intéresser est une structure contrainte à double barrière répondant à $4,1 \mu\text{m}$. La période est constituée d'un empilement de $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$ / AlAs / GaAs / $\text{In}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ / GaAs / AlAs . L'épitaxie a été effectuée avec une température de croissance de 500°C . La structure complète est donnée en annexe A. La figure 2.1 présente la densité de courant d'obscurité (J_{dark}) en fonction de la température, ainsi que la densité de courant à 77 K en fonction de l'éclairement ($J_{\text{éclairé}}$). À basse température et à basse tension, le courant d'obscurité est inférieur à la limite de résolution du picoampèremètre utilisé (50 fA).

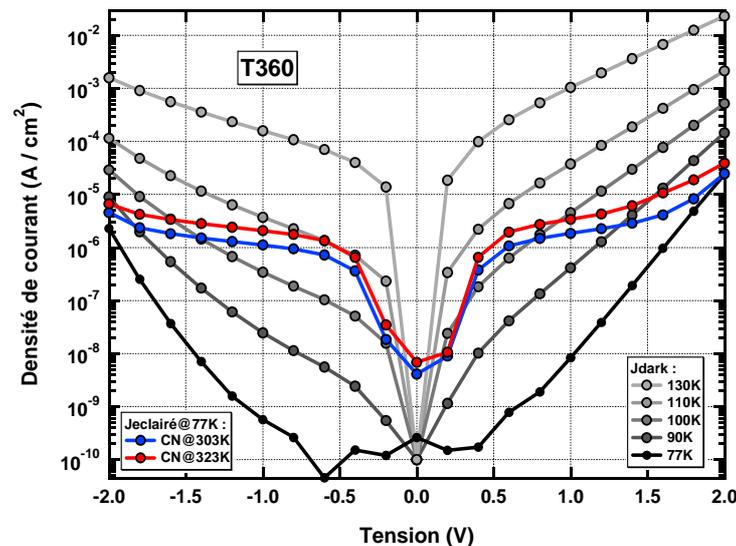


Figure 2.1 : Densité de courant d'obscurité en fonction de la température et densité de courant en fonction de l'éclairement (CN à 30°C et 50°C).

Les tensions négatives correspondent aux cas où les électrons sont injectés par le contact supérieur (côté surface de l'épitaxie) pour arriver sur le contact inférieur commun (côté substrat). Il apparaît clairement sur la figure 2.1 que le courant d'obscurité en polarisation positive est nettement supérieur au courant d'obscurité en polarisation négative. Le courant sous éclaircissement présente lui aussi cette asymétrie, mais de manière beaucoup moins marquée. Nous définissons l'asymétrie du courant comme le rapport entre le courant en polarisation positive sur le courant en polarisation négative. La figure 2.2 présente l'asymétrie des courants de la figure 2.1. Les points non fiables à 77 K ont été enlevés. Cette figure nous confirme que

l'asymétrie du courant d'obscurité est bien plus importante que celle du courant sous éclairage. Aux tensions de polarisation caractéristiques de ce type de détecteur (≈ 1 à 1,5 V), le courant d'obscurité présente une asymétrie de 20 pour 1, alors que l'asymétrie du courant sous éclairage est un ordre de grandeur plus faible. D'autre part, nous mesurons des valeurs d'asymétrie de l'ordre de 2 pour 1, dans les caractéristiques de gains et de réponses (non présentées).

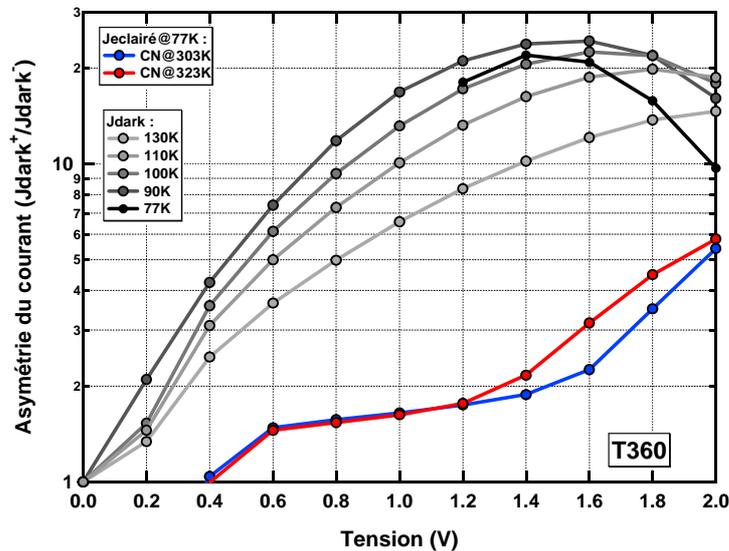


Figure 2.2 : Asymétrie des densités de courant présentées sur la figure 2.1

Avant de détailler les origines de cette asymétrie, nous allons nous attarder sur ses conséquences. Le principal effet est que la température BLIP (cf. section 1.2) en polarisation positive est plus basse qu'en polarisation négative. Cela équivaut à une dégradation des performances en polarisation positive. De plus, même à détectivité égale, les courants plus forts en polarisation positive risquent de saturer la capacité d'intégration du circuit de lecture et donc de limiter le temps d'intégration. Ce problème d'asymétrie des performances avec la polarisation devient crucial dans le cadre des détecteurs bispectraux^[63] et soustractifs^[54]. Ces types de détecteurs sont constitués de deux couches actives qui, idéalement, sont polarisées séparément. Cependant, l'architecture électrique utilisée pour appliquer la tension sur les deux étages^[64] est telle que les polarisations des deux étages ont des signes opposés. En conséquence, l'une des couches actives du détecteur bispectral présentera des performances dégradées. Quant au soustractif, l'ébasage ne sera pas réalisé correctement. Les effets négatifs de l'asymétrie étant clairement identifiés, nous allons maintenant nous intéresser à ses origines.

Historiquement, l'asymétrie des caractéristiques électro-optiques des QWIPs est attribuée à la ségrégation du silicium^[62], qui est un phénomène d'échange atomique vertical qu'il faut bien distinguer de la diffusion volumique. Pour des températures inférieures à 560 °C, cette dernière est négligeable^[65]. La ségrégation des dopants lors des croissances par épitaxie par jet moléculaire a longuement été étudiée^[66,67,68]. C'est un processus d'échange entre la couche de surface (S) et les couches du volume (V) qui entraîne l'enrichissement de la surface par le dopant en comparaison avec la composition du volume. Cet enrichissement entraîne un élargissement asymétrique du profil de dopage. Les deux principales forces à l'origine de la ségrégation sont l'énergie de liaison et l'énergie élastique des atomes dans le cristal^[61,68,69,70]. Lors de la croissance d'une couche atomique, il y a un échange vertical avec les couches du volume afin d'ajuster la

composition en surface de manière à minimiser l'énergie totale. La figure 2.3 présente le schéma énergétique de la ségrégation. On définit P_1 (s^{-1}) comme étant le taux d'échange des dopants du volume vers la surface et P_2 (s^{-1}) le taux d'échange des dopants de la surface vers le volume. De même, E_s est définie comme l'énergie de ségrégation, d_{MC} la distance entre deux monocouches et d_{001} le paramètre de maille selon la direction (001). Lors de la croissance, les atomes de silicium voient un puits de potentiel (E_1) moins profond dans les couches de volume en comparaison avec le puits ($E_2 = E_1 + E_s$) de la couche de surface. Ainsi, la probabilité P_1 est plus importante que P_2 , ce qui entraîne l'enrichissement de la surface en silicium.

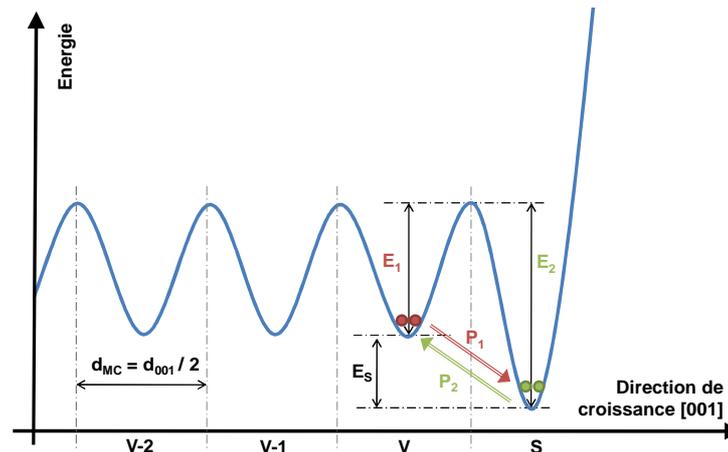


Figure 2.3 : Schéma énergétique de la ségrégation

La ségrégation est influencée par plusieurs paramètres. En particulier, il existe un blocage cinétique de la ségrégation du silicium avec la température de croissance^[66]. Une diminution de celle-ci va avoir pour résultat une meilleure localisation du silicium dans les couches nominale dopées. De la même manière, on peut réduire la ségrégation en augmentant la vitesse de croissance ou en augmentant le ratio V/III ^[66].

La figure 2.4 présente l'asymétrie du courant d'obscurité pour trois structures en fonction de la tension normalisée*. La structure du T472 est quasi-identique au T360, toutefois l'épitaxie du T472 a eu lieu à une température de croissance de 400 °C. L'échantillon T525 correspond à la simple barrière (SB) $Al_{0,48}In_{0,52}As / In_{0,53}Ga_{0,47}As / Al_{0,48}In_{0,52}As$ accordée en maille sur InP. La température de surface lors de son épitaxie était de 480 °C. Les trois échantillons sont nominale dopés à $1.10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et leurs structures complètes sont données en annexe A.

Comme attendu, la diminution de la température de croissance entre le T360 et le T472 entraîne une importante réduction de l'asymétrie de courant d'obscurité. Cependant, malgré une température de croissance de 400 °C, l'échantillon T472 présente une asymétrie plus importante que le T525 (qui présente un courant d'obscurité quasi-symétrique). Cette symétrie s'explique partiellement par la température de croissance, mais son origine principale réside dans l'utilisation d'un substrat en InP. En raison d'un paramètre de maille plus important dans l'InP,

* Dans la suite du manuscrit, nous serons amenés à utiliser la notion de tension normalisée. Celle-ci est définie comme la tension divisée par le nombre de périodes et par l'énergie au pic d'absorption. Cette renormalisation nous permettra de comparer plus aisément des structures différentes.

l'incorporation des atomes de silicium est facilitée par rapport au GaAs^[66]. L'asymétrie résiduelle du T472 peut encore être attribuée à une asymétrie du profil de composition en éléments III. En effet, lors de l'épitaxie, les atomes de silicium ne sont pas les seuls à ségréger, les atomes d'indium, de gallium et d'aluminium vont aussi participer aux échanges verticaux entre les couches de volume et la couche de surface^[61].

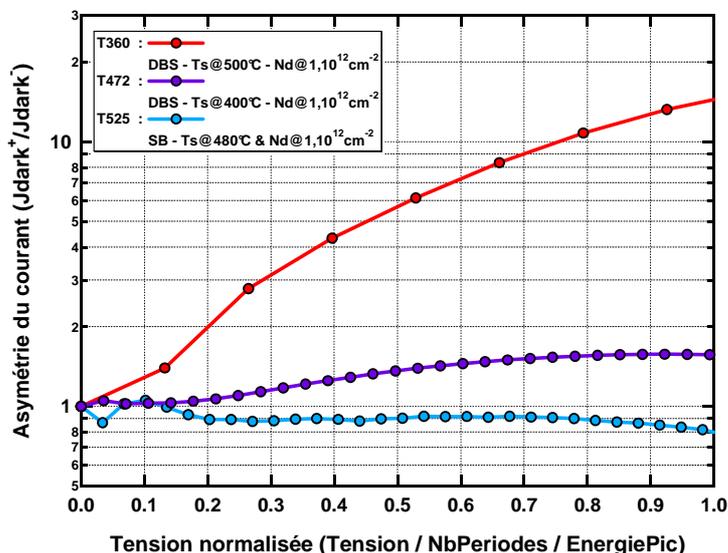


Figure 2.4 : Asymétrie du courant d'obscurité pour différentes structures MW (mesure à 120 K pour les DBS et à 170 K pour le SB).

La ségrégation des éléments III lors de la croissance par épitaxie par jets moléculaires a été étudiée au début des années 90 (cf. références [61,69,74,75]). Les mêmes mécanismes sont à l'origine de la ségrégation des éléments III et du silicium. La discussion autour de la figure 2.3 est donc directement transposable aux atomes de la troisième colonne. Parmi eux, c'est l'indium qui présente la plus grande disposition à ségréger^[61]. La dépendance de la ségrégation avec l'énergie élastique (plus l'énergie élastique est élevée, plus forte est la ségrégation) fait que pour l'échantillon T525 en accord de maille sur InP, la modification du profil de composition sera limitée^[70], alors que pour l'échantillon T472 (contraint en compression sur GaAs), l'indium aura tendance à ségréger même à basse température.

En plus de la ségrégation, d'autres phénomènes intervenant durant la croissance peuvent modifier le profil de composition. Aux températures de croissance considérées ($T_s < 600$ °C), la diffusion en volume est bloquée cinétiquement^[61]. En revanche, il existe une rugosité d'interface qui empêche les changements de matériaux abrupts. L'interface *directe* AlInGaAs sur GaAs est connue pour être plus lisse que l'interface *inverse* GaAs sur AlInGaAs qui présente de son côté une forte rugosité^[74,76]. Mentionnons également le fait qu'il existe des changements de composition liés à la technique d'épitaxie elle-même. Ces effets seront discutés lors de l'analyse des résultats expérimentaux dans la section 2.3.2.

L'écart entre le profil de composition réel et le profil nominal entraîne une modification des propriétés de transport électronique, mais aussi un changement des propriétés optiques par rapport à la structure idéale. La figure 2.5 présente l'absorption de trois DBS QWIP mesurée à l'angle de Brewster en polarisation TM. Ces trois échantillons ont nominalement le même profil de composition (cf. annexe A). Toutefois, la température de croissance différente d'un

échantillon à l'autre (500 °C pour l'ART540, 450 °C pour l'ART542 et 400 °C pour l'ART549) entraîne une évolution significative du gabarit spectral d'absorption.

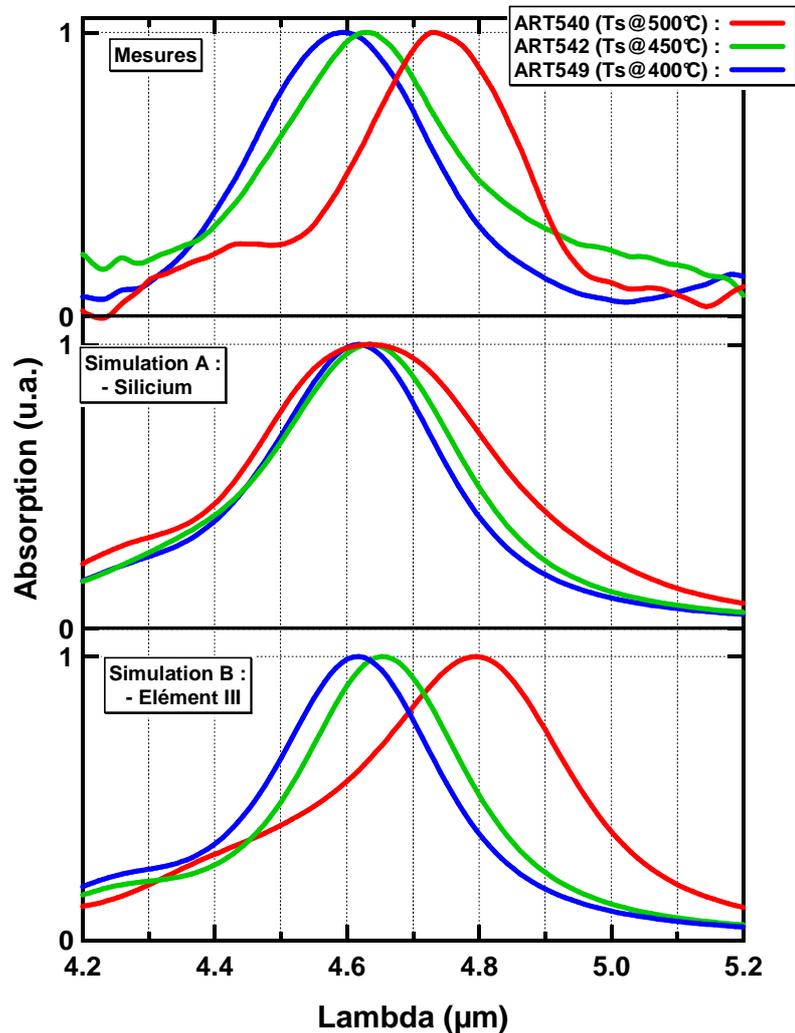


Figure 2.5 : En haut : Mesure d'absorption (77 K et angle de Brewster) sur les DBS QWIPs. Au milieu : Simulation de l'absorption en prenant en compte la ségrégation du Si. En bas : Simulation de l'absorption en prenant en compte la ségrégation des éléments III.

Nous présentons en plus sur la figure 2.5 le résultat de deux simulations de l'absorption. Pour la première simulation, nous avons utilisé le profil de composition nominal en éléments III et nous avons calculé la ségrégation du silicium. Pour la deuxième, nous avons utilisé le profil de composition nominal en silicium et nous avons calculé la ségrégation des éléments III. Les modèles employés pour le calcul des profils de composition feront l'objet de la partie 2.1.2.

Bien que la distribution de dopants influence le potentiel électronique par l'intermédiaire du potentiel électrostatique^[62], l'évolution de la distribution de silicium entre 500 °C et 400 °C n'explique pas le décalage spectral. En revanche, la simulation prenant en compte la ségrégation des éléments III permet de rendre compte de l'évolution spectrale, ce qui confirme l'importance de la ségrégation des éléments III sur les propriétés électro-optiques des DBS QWIPs. C'est pourquoi nous allons consacrer la section suivante à la modélisation de la ségrégation.

N.B. Les simulations présentées dans ce manuscrit sont réalisées avec le programme METIS (Modélisation Electronique du Transport InterSousbandes) développé conjointement par TRT (Virginie Trinité, Ezzedine Ouerghemmi et Julien Nagle) et le III-V lab (Mathieu Carras et Vincent Guériaux). Les calculs d'absorption sont réalisés en prenant en compte la non-parabolicité des bandes^[77] et l'influence de la contrainte sur l'hamiltonien KP^[78]. La prise en compte des potentiels électrostatiques générés par les charges (donneurs ionisés et gaz électronique) est réalisée par la résolution auto-cohérente du système Schrödinger-Poisson^[79].

2.1.2 MODELISATION DE LA SEGREGATION

Dans un premier temps, nous allons présenter le modèle de calcul de la ségrégation du silicium. Celui-ci est basé sur une équation bilan du premier ordre, ce qui nous permet d'exprimer la solution de manière analytique. Puis nous détaillerons le modèle de calcul de la ségrégation du quaternaire AlInGaAs. Ce modèle est également basé sur un système d'équations bilans, mais celui-ci devra être résolu numériquement.

SEGREGATION DES DOPANTS

Afin d'estimer le profil réel de dopants, nous utilisons le modèle présenté par E. C. Larkins et ses coauteurs^[80] et qui est lui-même basé sur le modèle cinétique proposé par J. J. Harris *et al.*^[66]. L'hypothèse principale du modèle est de considérer des échanges verticaux entre la couche de surface et uniquement la première couche du volume. De plus, on considère que la concentration en silicium est suffisamment faible pour que ces derniers trouvent toujours une place de libre pour ségréger (approximation du 1^{er} ordre). Nous considérons qu'il n'y a pas de désorption du silicium. On définit C_s (atomes.cm⁻²) comme la concentration de dopants en surface et C_v (atomes.cm⁻²) la concentration en volume. On rappelle que P_1 (s⁻¹) est défini comme le taux d'échange des dopants du volume vers la surface et P_2 (s⁻¹) le taux d'échange des dopants de la surface vers le volume. L'équation bilan décrivant l'évolution de la concentration dans la couche de volume est donnée par :

$$\frac{dC_v(t)}{dt} = P_2 \cdot C_s(t) - P_1 \cdot C_v(t) \quad (2.1)$$

En présence d'un flux de dopants incident J (atomes.s⁻¹.cm⁻²), on peut écrire la condition limite suivante :

$$C_v(0) + J \cdot \tau = C_s(\tau) + C_v(\tau) \quad (2.2)$$

Avec $\tau = d_{MC} / v_{growth}$ le temps, en seconde, nécessaire à la croissance d'une monocouche. En définissant $K_{inc(eq)} = P_2 / (P_2 + P_1)$ comme étant le coefficient d'incorporation des dopants à l'équilibre, on exprime en (2.3) la solution de l'équation bilan (2.1) avec la condition limite (2.2).

$$C_V(\tau) = \left[K_{inc(eq)} C_V(0) + J \cdot K_{inc(eq)} \cdot \left(\tau - \frac{K_{inc(eq)}}{P_2} \right) \right] \times \left[1 - \exp\left(-\frac{P_2 \cdot \tau}{K_{inc(eq)}} \right) \right] + C_V(0) \cdot \exp\left(-\frac{P_2 \cdot \tau}{K_{inc(eq)}} \right) \quad (2.3)$$

On construit la distribution de silicium dans la structure en calculant monocouche par monocouche les concentrations de surface et de volume. Il nous faut pour cela déterminer les constantes $K_{inc(eq)}$ et P_2 . Celles-ci sont ajustées à partir de profils expérimentaux mesurés par SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometry) à différentes températures et vitesse de croissance^[68]. Leur dépendance avec la température de croissance est donnée par :

$$K_{inc(eq)} = 2,41 \cdot 10^{-6} \cdot \exp\left(\frac{0,70 \cdot e}{k_B \cdot T_s} \right) \quad P_2 = -0,97 + \left(\frac{1000}{T_s} \right) \quad (2.4)$$

Ces constantes sont évaluées à partir de données expérimentales pour des températures allant de 490 °C à 640 °C et pour des vitesses de croissance comprises entre 0,2 µm/h et 2 µm/h. Néanmoins, les données SIMS^[80] indiquent que les valeurs de $K_{inc(eq)}$ et P_2 peuvent être utilisées pour des températures de croissance allant jusqu'à 400 °C. En outre, les auteurs^[80] considèrent que l'approximation du premier ordre dans l'équation (2.1) est valable pour des concentrations de silicium allant jusqu'à $5 \cdot 10^{13}$ atomes.cm⁻².

La figure 2.6 présente les résultats des simulations de la ségrégation du silicium pour les trois échantillons de la figure 2.5. Elle met en évidence l'importante modification de la distribution de silicium par les processus de ségrégation. La distribution résultante est fortement asymétrique et présente un maximum décalé vers la surface. La baisse de la température de croissance a pour effet de relocaliser les atomes de silicium dans les couches initialement dopées. Ainsi, à 500 °C, 51 % des atomes de silicium se trouvent dans la couche désirée alors que ce chiffre monte à 92 % pour une croissance à 400 °C.

Le principal effet de la ségrégation des atomes de silicium est de déplacer le barycentre des charges positives par rapport aux charges négatives. Ce faisant, il apparait spontanément un transfert de charge afin d'équilibrer le niveau de Fermi dans la structure. Les charges positives fixes et les charges négatives mobiles vont créer un potentiel électrostatique qui va lui-même influencer la distribution de charges négatives et ainsi de suite. La résolution du problème complet nécessite un traitement auto-cohérent du système Schrödinger-Poisson^[79]. La figure 2.7 présente la structure de bande résultant du calcul complet pour les trois échantillons ART540, ART542 et ART549. La barrière de potentiel côté surface apparait plus faible que celle côté substrat*. La transmission à travers cette barrière variant exponentiellement avec le potentiel^[81], l'émission thermoionique des puits va être facilitée en direction de la surface, c'est-à-dire en polarisation positive (cf. figure 2.1). Ce changement de barrière affectera de moindre façon le

* Dans l'ensemble de ce chapitre nous présenterons les données concernant les profils de composition ou leurs dérivées (offset de bande, profil d'intensité, etc.) avec le substrat côté gauche et la surface côté droit du graphique.

courant optique, car le puits est dessiné de manière à avoir une probabilité d'émission quasi unitaire.

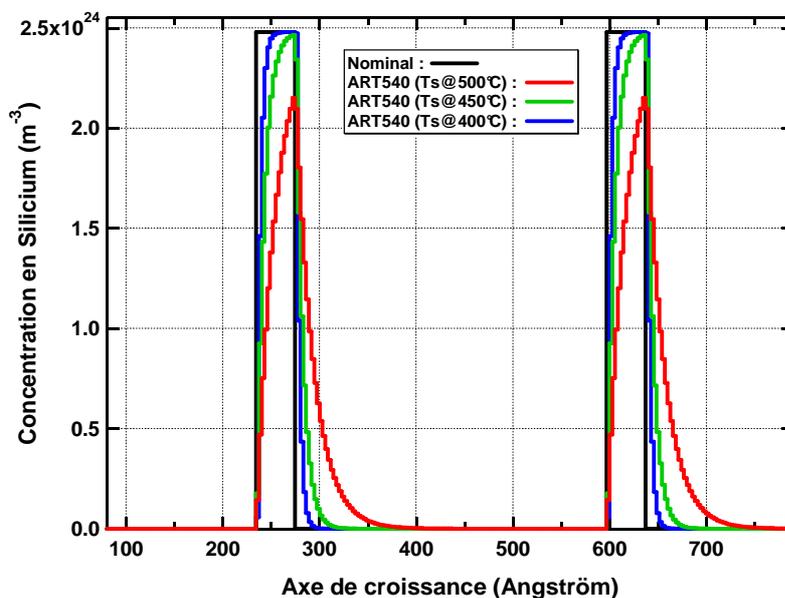


Figure 2.6 : Simulation de la ségrégation des dopants pour les échantillons.

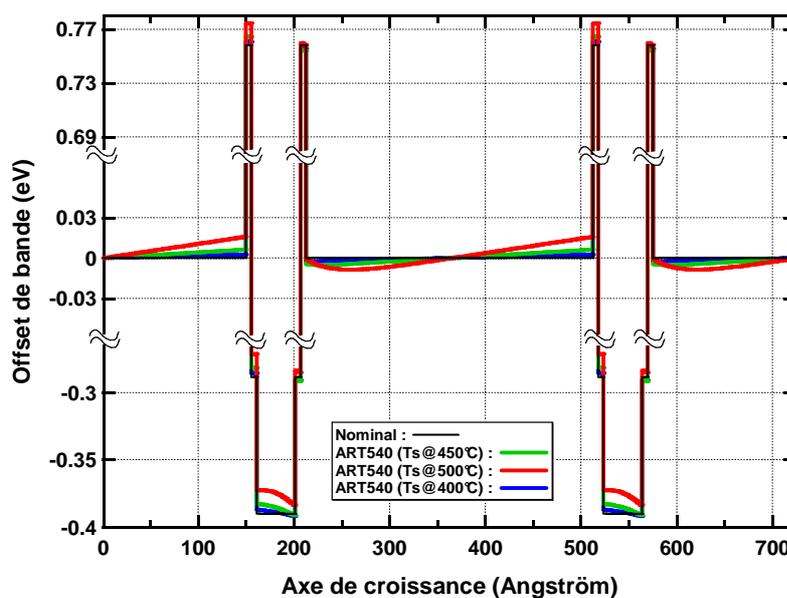


Figure 2.7 : Influence de la ségrégation des dopants sur l'offset de bande pour les échantillons ART540, ART542 et ART549.

Une autre conséquence de la présence des atomes de silicium dans la barrière en AlGaAs est une modification du nombre de porteurs libres disponibles. En effet, un atome de silicium incorporé dans la maille cristalline ne va pas forcément fournir un électron. Pour ce faire, il faut que l'atome de Si se positionne en lieu et place d'un élément III. Si au contraire il se positionne sur un site arsenic, alors il fournira un trou^[82]. De surcroît, lors de la croissance, des impuretés (carbone et azote notamment) peuvent être incorporées dans la matrice. Ces impuretés ont ensuite la possibilité de compenser les cations de silicium^[83]. Or dans des couches d' $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$, Salmon *et al*^[84] ont montré que la quantité d'électrons disponibles par dopage

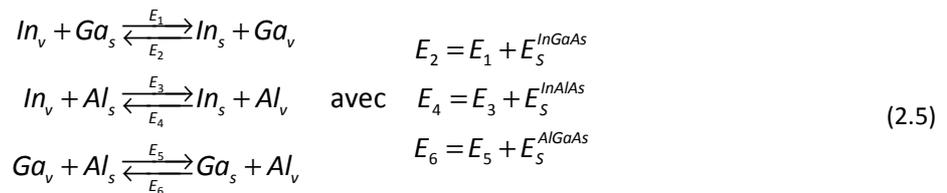
en Si était plus de 50 fois inférieure à la quantité de dopants incorporés. Cette différence s'explique par une plus forte incorporation des atomes de Si en site de type V et par une plus grande quantité d'impuretés par rapport au GaAs.

La ségrégation des atomes de silicium joue un rôle prépondérant dans les propriétés de transport électronique de ces structures. En particulier, nous venons de voir que la distribution de dopants va influencer à la fois sur le potentiel et la quantité de porteurs libres. Le modèle que nous venons de présenter permet de calculer, la ségrégation du silicium dans le GaAs. Cela va nous permettre d'évaluer les distributions de dopants dans différentes structures et d'en déduire les propriétés électro-optiques.

SEGREGATION DES ELEMENTS III

Intéressons-nous maintenant à la ségrégation des éléments III^[71,72]. La littérature présente différents modèles pour évaluer la ségrégation des éléments III. J. Massies *et al.*^[73], puis J.M. Gerard *et al.*^[74] ont développé un modèle thermodynamique adapté de la métallurgie. Celui-ci est basé sur une loi d'action des masses impliquant une énergie de ségrégation (E_S). Cependant, ce modèle ne permet pas de prendre en compte le blocage cinétique dû à la température de croissance. Un autre modèle couramment utilisé est celui développé par K. Muraki^[85]. Celui-ci définit la ségrégation à travers un coefficient (R) d'échange entre deux couches atomiques. Ce modèle permet de mesurer la ségrégation et non de la calculer. À l'opposé, il existe un modèle prédictif basé sur la méthode Monte-Carlo^[69]. Celui-ci donne de bons résultats en accord avec les données expérimentales. Toutefois, ce dernier nécessite la connaissance de plusieurs paramètres microscopiques pas toujours bien documentés ainsi qu'une mise en œuvre non triviale. Pour notre part, nous avons opté pour un modèle cinétique basé sur un système d'équations bilan. Ce modèle a initialement été développé par J.J. Harris *et al.*^[66] puis par S. Andrieu *et al.*^[67] pour la ségrégation des dopants dans le GaAs. Il a ensuite été adapté à la ségrégation de l'indium dans le composé ternaire $\text{In}_\gamma\text{Ga}_{1-\gamma}\text{As}$ ^[75].

La concentration des dopants est 4 à 5 ordres de grandeur plus faible que la densité d'atomes. Par conséquent, le modèle de J.J. Harris *et al.* considèrent que les dopants ont toujours une place disponible pour ségréger. Au contraire, les éléments III doivent trouver un site libre pour pouvoir se déplacer. Cette différence implique que l'équation bilan à résoudre n'est pas du premier ordre et devra donc être résolue numériquement. Les expressions présentées en (2.5) résument l'ensemble des échanges possibles dans le système du quaternaire AlInGaAs, ainsi que leurs énergies associées (cf. figure 2.3).



Ainsi, on écrit les équations bilan associées au système :

$$\begin{aligned}
 1: \frac{dX_s^{In}(t)}{dt} &= J_{INC}^{In}(t) - J_{DES}^{In}(t) - J_{s \rightarrow v}^{In}(t) + J_{v \rightarrow s}^{In}(t) \\
 2: \frac{dX_s^{Al}(t)}{dt} &= J_{INC}^{Al}(t) - J_{DES}^{Al}(t) - J_{s \rightarrow v}^{Al}(t) + J_{v \rightarrow s}^{Al}(t) \\
 3: \frac{dX_s^{Ga}(t)}{dt} &= J_{INC}^{Ga}(t) - J_{DES}^{Ga}(t) - J_{s \rightarrow v}^{Ga}(t) + J_{v \rightarrow s}^{Ga}(t)
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Avec X_s^A et X_v^A la composition en surface et en volume de l'élément A (en MC), J_{INC}^A le flux incident d'éléments A (en $MC \cdot s^{-1}$), J_{DES}^A le flux d'éléments désorbés (en $MC \cdot s^{-1}$), $J_{s \rightarrow v}^A$ le flux d'éléments A allant de la surface vers le volume (en $MC \cdot s^{-1}$) et $J_{v \rightarrow s}^A$ son opposé (en $MC \cdot s^{-1}$). Ces deux derniers sont détaillés en (2.7) avec $\nu_{s \text{ ou } v}$ la fréquence d'essai^[86] en surface ou en volume.

$$\begin{aligned}
 J_{s \rightarrow v}^{In}(t) &= \nu_s \cdot \left[X_s^{In}(t) \cdot X_v^{Ga}(t) \cdot \exp\left(\frac{-E_2}{k_B \cdot T}\right) + X_s^{In}(t) \cdot X_v^{Al}(t) \cdot \exp\left(\frac{-E_4}{k_B \cdot T}\right) \right] \\
 J_{v \rightarrow s}^{In}(t) &= \nu_v \cdot \left[X_v^{In}(t) \cdot X_s^{Ga}(t) \cdot \exp\left(\frac{-E_1}{k_B \cdot T}\right) + X_v^{In}(t) \cdot X_s^{Al}(t) \cdot \exp\left(\frac{-E_3}{k_B \cdot T}\right) \right] \\
 J_{s \rightarrow v}^{Al}(t) &= \nu_s \cdot \left[X_s^{Al}(t) \cdot X_v^{Ga}(t) \cdot \exp\left(\frac{-E_6}{k_B \cdot T}\right) + X_s^{Al}(t) \cdot X_v^{In}(t) \cdot \exp\left(\frac{-E_3}{k_B \cdot T}\right) \right] \\
 J_{v \rightarrow s}^{Al}(t) &= \nu_v \cdot \left[X_v^{Al}(t) \cdot X_s^{Ga}(t) \cdot \exp\left(\frac{-E_5}{k_B \cdot T}\right) + X_v^{Al}(t) \cdot X_s^{In}(t) \cdot \exp\left(\frac{-E_4}{k_B \cdot T}\right) \right] \\
 J_{s \rightarrow v}^{Ga}(t) &= \nu_s \cdot \left[X_s^{Ga}(t) \cdot X_v^{Al}(t) \cdot \exp\left(\frac{-E_5}{k_B \cdot T}\right) + X_s^{Ga}(t) \cdot X_v^{In}(t) \cdot \exp\left(\frac{-E_1}{k_B \cdot T}\right) \right] \\
 J_{v \rightarrow s}^{Ga}(t) &= \nu_v \cdot \left[X_v^{Ga}(t) \cdot X_s^{Al}(t) \cdot \exp\left(\frac{-E_6}{k_B \cdot T}\right) + X_v^{Ga}(t) \cdot X_s^{In}(t) \cdot \exp\left(\frac{-E_2}{k_B \cdot T}\right) \right]
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

On écrit les équations de conservation de la matière :

$$\begin{aligned}
 4: X_v^{In}(t) + X_s^{In}(t) &= X_v^{In}(0) + X_s^{In}(0) + J_{INC}^{In}(t) \cdot t - J_{DES}^{In}(t) \cdot t \\
 5: X_v^{Al}(t) + X_s^{Al}(t) &= X_v^{Al}(0) + X_s^{Al}(0) + J_{INC}^{Al}(t) \cdot t - J_{DES}^{Al}(t) \cdot t \\
 6: X_v^{Ga}(t) + X_s^{Ga}(t) &= X_v^{Ga}(0) + X_s^{Ga}(0) + J_{INC}^{Ga}(t) \cdot t - J_{DES}^{Ga}(t) \cdot t
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

ainsi que la conservation du nombre total d'atomes en surface :

$$\begin{aligned}
 7: X_s^{In}(t) + X_s^{Al}(t) + X_s^{Ga}(t) &= X_s^{In}(0) + X_s^{Al}(0) + X_s^{Ga}(0) \\
 &+ \left[J_{INC}^{In}(t) + J_{INC}^{Al}(t) + J_{INC}^{Ga}(t) \right] \cdot t \\
 &- \left[J_{DES}^{In}(t) + J_{DES}^{Al}(t) + J_{DES}^{Ga}(t) \right] \cdot t
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Finalement, on écrit la règle d'alliage telle que :

$$8: X_V^{In}(t) + X_V^{Al}(t) + X_V^{Ga}(t) = 1 \quad (2.10)$$

Les inconnues du système sont les compositions en surface et volume des éléments indium, aluminium et gallium. Ainsi, en utilisant six des huit équations nous pouvons résoudre le système. Pour la résolution numérique, nous avons utilisé les fonctions avancées offertes par la *GNU Scientific Library*^[87]. En particulier, l'algorithme de résolution utilise la méthode Runge-Kutta-Fehlberg (RKF45) (méthode de résolution du système d'équations différentielles par discrétisation en temps). Comme pour les dopants, la résolution est réalisée monocouche par monocouche. À chaque étape on résout le système pendant le temps $\tau = d_{MC} / v_{growth}$ nécessaire à la croissance d'une monocouche.

La figure 2.8 présente le calcul de la ségrégation pour les échantillons ART540, ART542 et ART549. Pour les températures de croissance qui nous intéressent ($T_s < 520$ °C), il n'y a pas de désorption des éléments III. Ainsi, les termes J_{DES} présents dans les expressions (2.6) sont mis à zéro. On rappelle que la structure nominale du puits est composée de l'empilement suivant : AlAs (0,54 nm) / GaAs (0,5 nm) / $In_{0,15}Ga_{0,85}As$ (4 nm) / GaAs (0,5 nm) / AlAs (0,54 nm). La barrière est constituée d' $Al_{0,35}Ga_{0,65}As$.

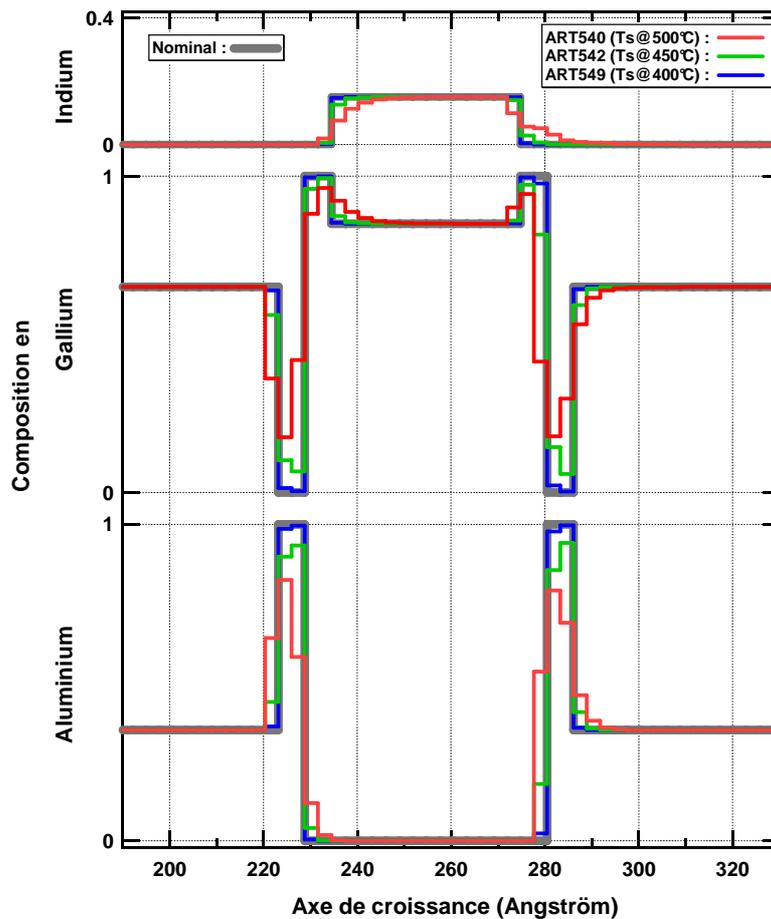


Figure 2.8 : Évaluation du profil de composition en éléments III pour les échantillons ART540, ART542 et ART549.

En comparaison avec la structure nominale (en gris sur la figure), la ségrégation entraîne une asymétrie générale du puits ainsi qu'un lissage des interfaces. Pour les couches épaisses (AlGaAs et InGaAs) cela induit une diminution de la taille du plateau de composition ainsi qu'un étalement de l'élément dans les couches suivantes. En ce qui concerne les plus fines couches (AlAs et GaAs) l'impact de la ségrégation est tel que celles-ci n'atteignent pas leurs compositions nominales.

La figure 2.9 présente l'offset de bande correspondant aux profils de composition de la figure 2.8. La modification du profil de composition a pour principal effet de diminuer le confinement électronique des oreilles ainsi que la profondeur du puits. De plus, la largeur du puits est légèrement diminuée. La baisse de la température de croissance entraîne un retour vers des profils plus abrupts et plus proches du profil nominal. Ainsi, le confinement électronique s'en trouve augmenté, ce qui entraîne un décalage vers le bleu de la longueur d'onde au pic (cf. figure 2.5).

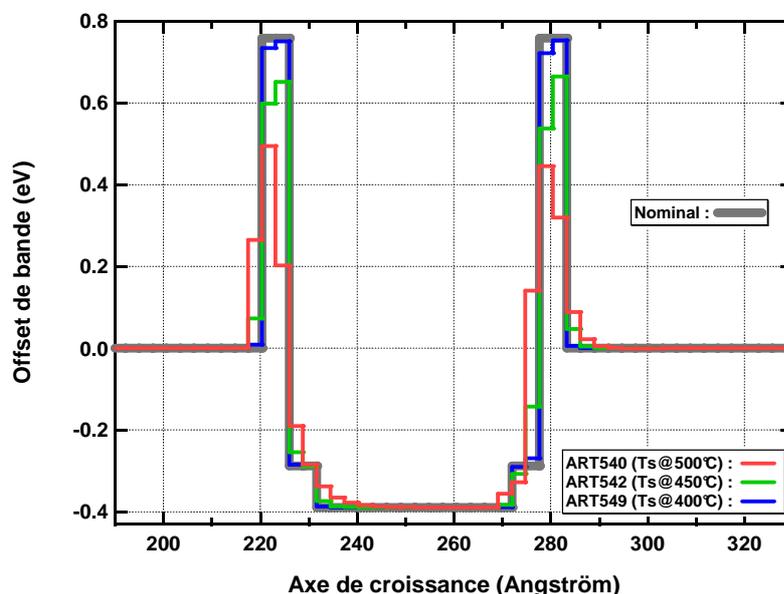


Figure 2.9 : Évaluation de l'offset de bande pour les échantillons ART540, ART542 et ART549.

Les résultats de simulation que nous venons de présenter ont été réalisés pour des énergies E_1, \dots, E_6 données. En se basant sur les références [61,74,75,88] nous avons fixé les énergies de ségrégation. Les fréquences d'essais sont issues de la référence [75]. Les paramètres de calcul sont donnés dans le Tableau 2.1. Il est important de noter que les énergies de ségrégation sont données pour un substrat en GaAs et dans des plages de compositions restreintes. Ne disposant pas d'autres valeurs, nous allons extrapoler ces énergies pour l' $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$ avec x et y allant respectivement jusqu'à 1 et 0,25. Afin de pouvoir calculer la ségrégation, il nous faut ensuite fixer les énergies E_1 (InGaAs), E_3 (InAlAs) et E_5 (AlGaAs). Étant donné que les processus d'échange correspondent aux déplacements des atomes d'éléments III, ces énergies devraient être de l'ordre des énergies de liaison dans les composés arséniés (cf. Tableau 2.1). Néanmoins, cette énergie est généralement utilisée comme un paramètre ajustable que l'on choisit indépendamment de la composition du ternaire^[75]. En conséquence, E_1 sera identique pour l'InAs et le GaAs, de même E_3 sera identique pour l'InAs et l'AlAs et E_5 pour

l'AlAs et le GaAs. Ce qui *in fine* impose la condition $E_1=E_3=E_5$. Par abus de langage, on dénommera par la suite cette énergie par énergie *bulk* (E_B).

Type	Symbole	Valeurs	Plage de validité
Énergie de ségrégation	E_S^{AlGaAs}	0,1 eV	$X^{Al} < 0,7$
Énergie de ségrégation	E_S^{InGaAs}	0,175 eV	$X^{In} < 0,1$
Énergie de ségrégation	E_S^{InAlAs}	0,275 eV	$X^{In} < 0,1$
Fréquence d'essai en volume	ν_v	10^{13} s^{-1}	-
Fréquence d'essai en surface	ν_s	10^{13} s^{-1}	-
Énergie de liaison	E_L^{InAs}	1,41 eV	-
Énergie de liaison	E_L^{GaAs}	1,59 eV	-
Énergie de liaison	E_L^{AlAs}	1,98 eV	-

Tableau 2.1 : Paramètres de calcul et énergies de liaison

La figure 2.10 présente l'offset de bande calculée pour différentes énergies de liaison. Nous observons d'importantes évolutions du profil de potentiel en fonction de l'énergie bulk. Pour les fortes valeurs, le profil est abrupt alors qu'au contraire les valeurs inférieures à 1,6 eV présentent une forte ségrégation. L'énergie bulk détermine la température critique pour laquelle le blocage cinétique de la ségrégation opère. Au-dessus de cette température le système est à l'équilibre thermodynamique alors qu'en deçà le système est hors équilibre.

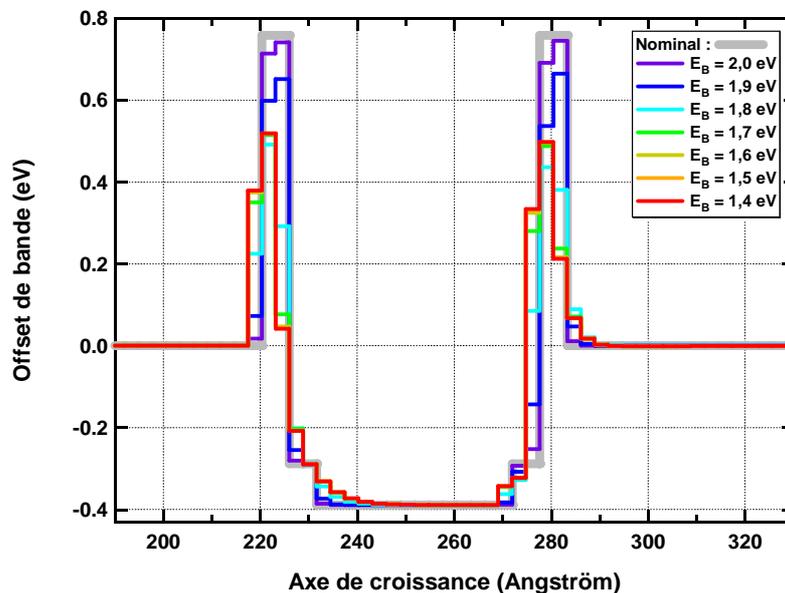


Figure 2.10 : Évolution de l'offset de bande de l'ART542 en fonction de l'énergie *bulk*

Le choix de l'énergie bulk devrait se faire en comparant les profils de composition expérimentaux avec les profils calculés pour différentes énergies de liaisons. Cependant, l'obtention de ces profils est loin d'être triviale, car cela nécessite une technique d'analyse chimique avec une résolution spatiale suffisante. Or, la résolution doit être au minimum de l'ordre de l'épaisseur des couches épitaxiées, c'est-à-dire 5 Å pour les plus fines. Une telle contrainte élimine d'entrée la majorité des techniques d'analyse. Si bien que nous avons choisi

une méthode indirecte pour évaluer l'énergie bulk. Nous avons calculé les absorptions à 400, 450 et 500 °C pour différentes valeurs de E_B . Puis, en comparant les simulations avec les mesures d'absorption (cf. figure 2.5) nous avons déterminé l'énergie bulk à $E_B = 1,9$ eV. Cette valeur est en accord avec l'énergie bulk de 1,8 eV reportée par O. Dehaese et ses coauteurs^[75].

Le modèle que nous avons mis en place permet d'évaluer la ségrégation dans le quaternaire AlInGaAs sur GaAs. C'est un modèle simple à mettre en œuvre, mais qui nécessite la détermination d'un paramètre de fit. En nous basant sur des simulations de l'absorption, nous en avons déduit une énergie bulk de 1,9 eV. Cependant, la méthode utilisée est indirecte, elle implique des calculs lourds, basés sur des paramètres matériaux pas toujours bien définis pour le quaternaire. C'est pourquoi il serait intéressant de valider l'énergie bulk retenue en comparant directement les profils de composition réels avec ceux simulés.

Au-delà de la validation des paramètres retenus, la comparaison des résultats de simulation avec des profils de composition expérimentaux permettrait non seulement de valider le modèle lui-même, mais aussi d'investiguer les autres sources d'écart au profil nominal. De plus, une étude approfondie du matériau épitaxié nous paraît essentielle pour obtenir des informations sur la présence de défauts (dislocations, précipités, etc.) liés à l'utilisation d'indium contraint dans les couches.

Au cours de cette première partie, nous nous sommes attachés à mettre en évidence l'écart entre le profil de composition nominal et le profil réel. En nous appuyant sur les caractéristiques électriques et optiques, nous avons identifié la ségrégation comme contribution principale à la non-idéalité de profil. Dans un deuxième temps, nous avons présenté un modèle de calcul de la ségrégation des dopants. Après quoi, nous avons développé un modèle cinétique permettant d'évaluer la ségrégation du quaternaire AlInGaAs. Ce dernier nécessite une validation par comparaison avec les profils de composition expérimentaux. L'obtention de données expérimentales fiables concernant la structure (épaisseur des couches et qualité du matériau) et la chimie (composition) des QWIPs à doubles barrières contraintes est l'objet de la suite de ce chapitre.

2.2 MOYENS DE CARACTERISATION DEDIES

Cette deuxième partie est consacrée à la description des moyens de caractérisation utilisés pour l'étude structurale et chimique des hétérostructures en AlInGaAs. Notre problématique est d'obtenir des profils de composition des éléments III et du silicium en fonction de la distance le long de l'axe de croissance, ainsi que des informations sur la qualité du matériau. Idéalement, la résolution chimique nécessaire doit être de l'ordre du dixième de pourcent pour les éléments III et de 10^{16} atomes.cm⁻³ pour le dopant. Quant à la résolution spatiale, elle doit être au moins d'une monocouche (2,83 Å pour le GaAs) afin de distinguer les plus fines structures (5 Å).

Nous avons bien conscience que les résolutions requises sont draconiennes et que les techniques d'analyse standard telles que la spectroscopie de photoélectrons induits par rayons X (XPS) ou la spectroscopie d'électrons Auger (AES) ne peuvent pas répondre à ces critères. Du

point de vue de la résolution chimique, la spectroscopie de masse d'ions secondaires (SIMS) est une technique qui répond au cahier des charges. Sa sensibilité en fait l'unique moyen de caractérisation de la distribution des dopants. Cependant, sa résolution spatiale de quelques nanomètres risque de ne pas suffire pour résoudre les couches de faible épaisseur. Le microscope à effet tunnel (STM) et les microscopes électroniques en transmission (TEM) sont les deux seuls instruments qui possèdent la résolution requise pour caractériser les DBS QWIPs. Le STM est une technique d'analyse de surface, à ce titre elle ne permet pas aisément l'analyse de nos couches (même en section transverse). De son côté, le principe de fonctionnement du TEM nous paraît tout indiqué pour l'analyse structurale des hétérostructures en AlInGaAs . *A priori*, les TEM conventionnels (CTEM) ne sont pas destinés à l'analyse chimique des matériaux. Cependant, certains modes de fonctionnement tel que l'imagerie en champ sombre présentent une sensibilité chimique. De plus, l'utilisation d'une sonde convergente associée à un spectromètre en dispersion d'énergie de rayons X (EDX) permet une analyse chimique poussée. Enfin, l'utilisation de TEM à balayage (STEM) couplé à un spectromètre de pertes d'énergie d'électrons (EELS) permet une véritable cartographie chimique des échantillons.

La capacité de résolution et les possibilités d'analyse chimique offertes par la microscopie électronique en transmission ont favorisé le choix de cette technique pour l'analyse des DBS QWIPs. Toutefois, afin de ne pas écarter trop rapidement la méthode d'analyse par spectroscopie de masse d'ions secondaires, nous avons effectué une étude SIMS en parallèle. Dans un premier temps, nous présenterons les modes d'imagerie en microscopie électronique en transmission conventionnelle. Puis dans une deuxième section, nous détaillerons les modes d'utilisation des microscopes électroniques en transmission à balayage.

Nous avons consacré l'annexe B à la présentation des technique de microscopie électronique en transmission. Les différents développements théoriques présentés dans cette annexe s'appuient sur les références [91,92,93,94]. Il est conseillé pour les lecteurs novices en microscopie de lire l'annexe B avant de passer à la suite du chapitre.

MODES D'IMAGERIE EN TEM

Il existe plusieurs modes d'imagerie dans un microscope électronique en transmission (diffraction, champ clair, champ sombre, haute résolution, etc.). Nous allons en premier lieu nous intéresser au mode d'imagerie en champ sombre (DF : Dark Field). Dans ce mode d'utilisation, un diaphragme objectif, ou de contraste, est inséré dans le plan focal arrière de la lentille objectif (cf. figure 6.5). Celui-ci est visible dans le plan d'observation lorsque le microscope est en mode diffraction. En effet, une simple modification des courants des lentilles intermédiaires permet de basculer du mode image au mode diffraction. La position du diaphragme sur la figure de diffraction permet la sélection d'un ordre de diffraction hkl qui contribue à améliorer le contraste de l'image. En contre partie, cette sélection (filtre) entraîne une perte d'intensité du signal et une diminution de la résolution spatiale en mode image. Ainsi, en mode DF, les zones de l'échantillon dont le pouvoir diffusant est important mais surtout celles en positions de Bragg pour le faisceau diffracté hkl sélectionné donnent une image claire tandis que le reste apparaît sombre. Cette propriété nous permet de localiser aisément tous défauts d'orientation dus à une imperfection du cristal (dislocation, précipités, etc.)^[93].

En particulier, nous allons suivre l'approche de P. M. Petroff^[98] qui propose d'observer les matériaux III-V en utilisant la tache de diffraction 200. Pour comprendre ce choix, il nous faut revenir sur l'expression de l'intensité sur l'image en champ sombre dans l'approximation cinématique. Celle-ci est donnée par :

$$I_{hkl} \propto z^2 \cdot F_{hkl}^2 \quad \text{si } z \ll \xi_{hkl} \quad (2.11)$$

avec z l'épaisseur de la lame mince, F_{hkl} et ξ_{hkl} sont respectivement le facteur de structure et la longueur d'extinction pour l'ordre hkl (cf. annexe B). L'expression (6.11) donne le facteur de structure pour le GaAs. Considérant que l'indium et l'aluminium se répartissent uniformément sur les sites des éléments III et que leur facteur de diffusion varie linéairement avec la composition^[98,96], on peut alors exprimer le facteur de structure de l' $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$ en 200 comme :

$$F_{200} = 4 \cdot [x \cdot f_{Al} + y \cdot f_{In} + (1-x-y) \cdot f_{Ga}] \quad (2.12)$$

avec f le facteur de diffusion atomique. Ainsi, l'intensité de l'image en champ sombre présente une dépendance quadratique avec la composition en aluminium et indium. L'épaisseur de l'échantillon étant en facteur dans l'expression de l'intensité, il est impératif de connaître avec précision l'épaisseur de la lame afin de pouvoir remonter aux compositions. Cependant, l'utilisation d'un rapport d'intensité comme proposé par E. G. Bithell *et al.*^[99] permet de s'affranchir de la dépendance en épaisseur et de la nécessité d'une mesure absolue de l'intensité. L'utilisation du GaAs comme référence nous permet d'exprimer le contraste d'intensité (R) en (2.13). Les facteurs de diffusion sont tabulés dans la littérature^[95], nous les avons tracés sur la figure 6.3 et ils sont présentés pour la réflexion 200 dans le tableau 2.2.

$$R = (1 + a \cdot x + b \cdot y)^2$$

$$\text{avec : } a = \frac{f_{Al} - f_{Ga}}{f_{Ga} - f_{As}} \quad \text{et} \quad b = \frac{f_{In} - f_{Ga}}{f_{Ga} - f_{As}} \quad (2.13)$$

Éléments	$g_{200} = 0,177 \text{ \AA}^{-1}$
f_{Al}	2,636
f_{In}	6,097
f_{Ga}	3,980
f_{As}	4,453

Tableau 2.2 : Facteurs de diffusion pour la réflexion 200^[95]

Dans l'expression (2.13) nous avons utilisé le GaAs comme référence, néanmoins il est possible d'utiliser un autre matériau du type $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$ comme dénominateur. L'expression du contraste sera alors du même type mais avec des coefficients a et b différents. Le rapport d'intensité (2.13) est à la fois fonction de la composition d'aluminium et d'indium. C'est pourquoi il est nécessaire que la composition d'un des deux éléments soit constante et de valeur connue pour pouvoir extraire le profil de composition du second élément. La figure 2.11 présente la procédure d'analyse telle que proposée par E. G. Bithell *et al.*^[99].

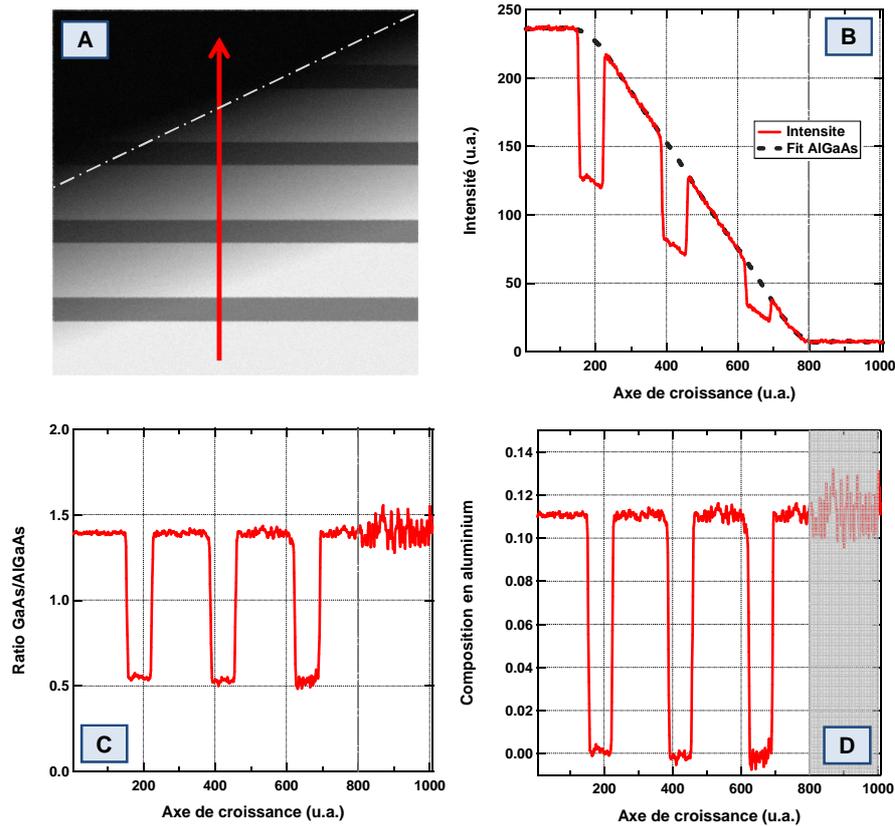


Figure 2.11 : A : Image DF200 simulée d'un QWIP $\text{Al}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{As}/\text{GaAs}$, le trait pointillé gris montre le bord de lame ; B : intensité selon la flèche rouge, les pointillés noirs montrent le fit du matériau de référence; C : rapport de l'intensité mesurée sur l'intensité de l' $\text{Al}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{As}$; D : composition d'aluminium déduite, la partie grisée correspond à la zone hors lame.

La première étape consiste à mesurer le profil d'intensité selon la direction transverse aux couches épitaxiées (B). Au lieu de prendre la valeur sur une ligne, nous allons moyenner le profil sur une épaisseur afin d'obtenir un meilleur rapport signal à bruit. La deuxième étape nous permet de récupérer le profil du matériau de référence (B). Dans nos échantillons cela correspond à la barrière massive en AlGaAs. Pour cela, on approxime le profil d'intensité par un polynôme en faisant abstraction des points correspondant aux zones d'intérêt, c'est-à-dire les couches qui constituent le puits. On obtient le contraste lors de la troisième étape en divisant le profil mesuré par le profil déduit pour le matériau de référence (C). Enfin, on récupère le profil de composition en utilisant l'expression (2.13) (D).

La figure 2.12 présente en traits continus les tracés théoriques du contraste en fonction de la teneur en aluminium pour l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (bleu) ou en indium pour l' $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ (rouge). La fonction associée au contraste de l'AlGaAs est monotone et son minimum est situé en zéro, ce qui facilite son utilisation. Toute zone qui comporte de l'aluminium apparaît plus claire que le GaAs. De plus, lors de l'inversion du contraste pour obtenir la composition, le choix de l'une ou l'autre des racines du polynôme sera évident (la composition est obligatoirement comprise entre 0 et 1). Au contraire, la fonction associée à l'InGaAs est d'abord décroissante, atteint un contraste nul à 22% pour ensuite remonter avec l'augmentation de la composition d'indium. Une telle évolution est problématique, car d'une part pour une valeur de contraste donnée il existe deux

compositions d'indium possibles et d'autre part autour du minimum des fortes variations de composition entraînent des petites variations de contraste.

La validité des courbes de contraste théorique a été vérifiée expérimentalement par G. Patriache *et al.*^[100] et J. Cagnon^[96]. Les courbes de calibrage expérimentales sont reportées en pointillé sur la figure 2.12. On observe des différences notables entre la courbe théorique et les courbes expérimentales. Notamment, le minimum d'intensité se décale en composition et intensité. Le fait que le minimum des contrastes expérimentaux ne soit pas à zéro s'explique par la diffusion inélastique dans l'échantillon ainsi que la diffusion par les surfaces amorphes de l'échantillon (induites par le bombardement ionique lors de la préparation, cf. annexe B). Ces diffusions entraînent une intensité résiduelle dans la tache 200 même si aucun plan ne diffracte sous cet angle^[99]. Le décalage en composition peut s'expliquer par l'incertitude sur les facteurs de diffusion^[95], ainsi que la relaxation de l'indium en surface qui induit un contraste sur l'image^[96,101]. En effet, la relaxation entraîne une déformation des plans atomiques dans la couche d'InGaAs qui s'écarte alors des conditions de diffraction. Même si le contraste chimique et le contraste de contrainte ne se superposent pas^[101], l'intensité diffractée par la couche diminue. Ainsi, en fonction de l'épaisseur des couches d'InGaAs utilisées pour le calibrage, la contrainte est plus ou moins forte ce qui induit une erreur sur la mesure du rapport d'intensité. Étant donné le niveau d'incertitude associé à la mesure du profil de composition par champ sombre 200, nous allons uniquement utiliser cette technique pour obtenir des informations qualitatives sur nos échantillons.

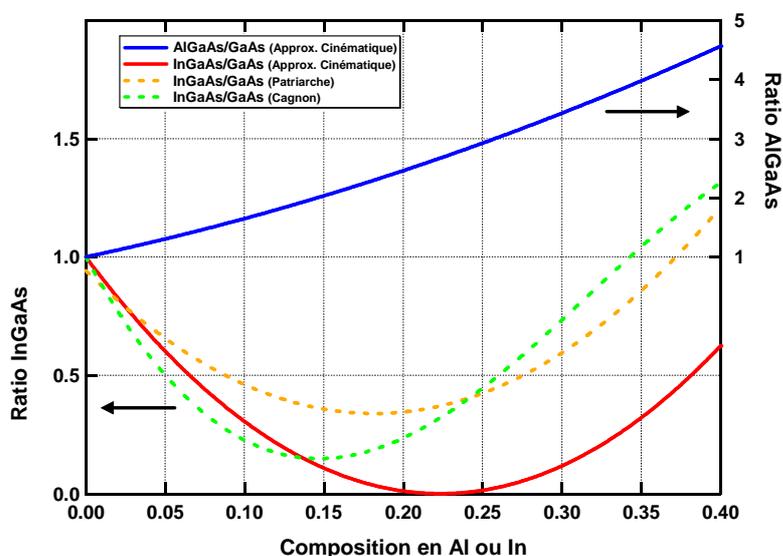


Figure 2.12 : Tracé du rapport d'intensité en fonction de la composition en aluminium (axe de droite) et indium (axe de gauche) ; les traits continus correspondent à l'approximation cinématique et les pointillés sont les courbes de calibrage expérimentales

En plus du champ sombre, nous allons aussi utiliser le mode d'imagerie à deux ondes ainsi que le mode haute résolution. Dans le premier cas, l'image est formée à partir du faisceau transmis et d'un seul faisceau diffracté. Ce mode est particulièrement utile pour la recherche de défauts cristallins. Pour le mode haute résolution, nous utiliserons un diaphragme plus grand couvrant le faisceau transmis ainsi que la famille des taches 200, 020 et 220 (cf. figure 6.4). Cela nous permettra d'obtenir une meilleure résolution spatiale tout en conservant partiellement une

information chimique. Néanmoins, il faudra faire particulièrement attention à l'interprétation d'images TEM haute résolution, car ce type d'image correspond à un contraste de phase, c'est-à-dire une combinaison cohérente de plusieurs faisceaux. Ainsi, les extrema d'intensité observés sur ce type d'image ne représentent pas nécessairement la position des colonnes atomiques. C'est pourquoi il est bien souvent nécessaire d'effectuer une simulation de la figure d'interférence^[102] correspondant au cliché expérimental. La description théorique^[103] de ces deux modes dépasse le cadre de ce manuscrit.

MODES D'ACQUISITION EN STEM

Le mode d'acquisition champ clair (BF : Bright Field) correspond à un détecteur de faible ouverture angulaire placé sur l'axe optique. Dans des conditions spécifiques d'illumination et de détection (large angle de convergence et faible angle de collection), l'image obtenue est semblable à ce que l'on obtient en imagerie TEM haute résolution.

Le mode HAADF (High Angle Annular Dark Field) est un mode d'imagerie incohérente (comme en photographie classique). Le détecteur utilisé est une couronne dont le diamètre intérieur est bien supérieur aux angles de diffusion élastique cohérente, dans cette gamme angulaire l'intensité diffusée est majoritairement incohérente^[109]. Dans l'approximation d'un échantillon faiblement diffusant, l'intensité sur l'image correspond à une simple convolution de la fonction objet $O(\mathbf{R})$ (module au carré de la fonction d'onde électronique sur la face de sortie de l'objet) avec le profil d'intensité de la sonde $P(\mathbf{R})^2$ comme présentée équation (2.14) et illustrée figure 2.13. Dans l'approximation d'un objet de phase faible, la fonction d'onde de sortie est proportionnelle au potentiel projeté. Ainsi, sur les images HAADF les maxima locaux d'intensité rendent directement compte de la position des colonnes atomiques. On parle même de contraste de Z, car l'intensité sur l'image est proportionnelle à l'épaisseur de l'échantillon et à Z^n , avec n compris entre 1,5 et 2^[110]. Enfin, une propriété intéressante de l'imagerie HAADF est qu'elle ne présente généralement pas d'inversion de contraste avec la focalisation contrairement à l'imagerie cohérente.

$$I(\mathbf{R}) = O(\mathbf{R}) * P(\mathbf{R})^2 \quad (2.14)$$

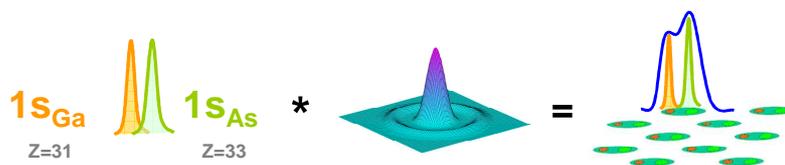


Figure 2.13 : Illustration de la convolution entre l'objet et la sonde^[112]

Le spectromètre de pertes d'énergie des électrons (EELS) se trouve en bout de colonne (cf. figure 6.8). Il est constitué d'un système dispersif (prisme magnétique) et d'un système de détection. Le prisme permet de distribuer spatialement les électrons du faisceau suivant leur énergie. Cette distribution est enregistrée par une caméra, qui nous permet de convertir les distances transverses en pertes d'énergie. La figure 2.14 présente le spectre de pertes d'énergie de l' In_2O_3 . Un spectre EELS est décomposé en trois zones. Il y a d'abord un premier pic très intense qui correspond aux électrons qui n'ont subi aucune perte (zero-loss). Vient ensuite la région dite des pertes proches (low-loss). Enfin, au-delà de la centaine d'électron volt de pertes,

on observe la région des pertes lointaines (core-loss). On distingue notamment sur la figure 2.14 le seuil $M_{4,5}$ de l'indium à 443 eV et le seuil K de l'oxygène à 532 eV. Les phénomènes à l'origine de ces différentes pertes sont discutés dans l'annexe B. Pour des besoins d'affichage, les pertes proches sont amplifiées d'un facteur 50 et les pertes lointaines d'un facteur 500. La résolution typique d'un spectre EELS est de l'ordre de 0,5 eV dans la zone des pertes lointaines.

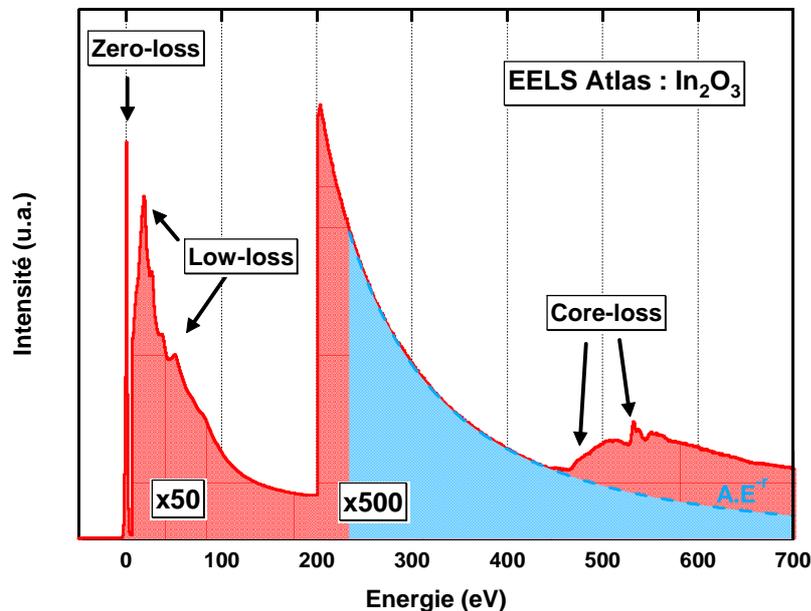


Figure 2.14 : En rouge le spectre de pertes d'énergie de l' In_2O_3 fourni par l'EELS Atlas^[113] et en bleu la loi de puissance caractéristique du fond continu (région *core loss*) ; les flèches indiquent les pertes caractéristiques de l' In_2O_3

Pour une espèce chimique A , le signal caractéristique (S_A) est proportionnel au nombre d'électrons incidents (I_0), au nombre d'atomes de cette espèce et bien sûr à la section efficace d'excitation du niveau concerné pour l'atome A . Dans la pratique, le signal diffusé est collecté dans un angle solide défini par l'angle de collection (β), sur une fenêtre d'énergie (ΔE) et dans un temps d'intégration (τ). Le signal S_A s'écrit^[114] alors :

$$S_A(\beta, \Delta E) = I_0(\beta, \Delta E) \cdot N_A \cdot \sigma_A(\beta, \Delta E) \cdot \tau \quad (2.15)$$

La section efficace d'excitation est habituellement calculée par un modèle du type hydrogénoïde ou Hartree-Slater^[92]. Généralement la dépendance en énergie de la section efficace est constituée d'un ou plusieurs seuils suivis d'un fond continu modélisé par une loi de puissance^[92] (cf. (2.16)). Le signal caractéristique correspond à la différence entre l'intensité mesurée et celle du fond continu.

$$\text{fond} \approx A \cdot E^{-r} \quad (2.16)$$

Il est difficile de connaître les intensités de manière absolue, c'est pourquoi en pratique on préfère établir des concentrations relatives en prenant un élément comme référence (ex. arsenic).

Grâce à l'utilisation de correcteur d'aberration sphérique permettant d'atteindre des tailles de sondes sub-nanométrique, il est aujourd'hui possible d'analyser une colonne atomique^[106]. Pour notre application, nous allons plutôt nous intéresser à la technique dite de spectre-image (SPIM). En utilisant le système de balayage du STEM il est possible de réaliser une matrice de mesures de pertes d'énergie. Ainsi, on obtient un *datacube* qui donne l'intensité mesurée en un point x,y du plan de l'échantillon et pour une perte d'énergie E ^[107,108]. De plus, ce mode nous permet d'enregistrer en parallèle le signal HAADF. Une fois le *datacube* enregistré, il est possible en tout point du balayage d'extraire l'intensité d'un seuil d'excitation, réalisant ainsi une cartographie chimique de l'élément concerné. Cependant, étant donné le temps d'acquisition nécessaire à un spectre (0,1 - 10 s), les SPIMs sont limités à des tailles inférieures ou égales à 64x64 pixels. Au-delà, le temps d'acquisition dépasse plusieurs dizaines de minutes et la dérive spatiale de l'échantillon rend difficile l'analyse.

Les concepts de base que nous avons introduit dans l'annexe B, ainsi que les modes d'imagerie et d'acquisition que nous venons de présenter dans cette deuxième partie vont maintenant nous servir à interpréter et discuter des résultats expérimentaux de la partie 2.3. Pour de plus amples détails, le lecteur intéressé trouvera des compléments d'information dans les références [91], [92] et [97].

2.3 ANALYSES PAR MICROSCOPIE ELECTRONIQUE ET SPECTROSCOPIE

Les résultats expérimentaux présentés dans cette dernière partie de chapitre concernent essentiellement des QWIPs contraints à doubles barrières. On rappelle que la structure nominale de ces échantillons est l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}As$ / $AlAs$ / $GaAs$ / $In_yGa_{1-y}As$ / $GaAs$ / $AlAs$ / $Al_xGa_{1-x}As$. La description complète de chaque échantillon est donnée en annexe A. Trois moyens d'analyse ont été utilisés. Tout d'abord, nous présenterons les résultats issus d'une analyse par spectrométrie de masse des ions secondaires (SIMS), puis nous détaillerons l'étude par microscopie électronique en transmission conventionnelle (TEM). Pour finir nous commenterons les études par microscopie électronique en transmission à balayage (STEM).

2.3.1 ÉTUDE PAR SPECTROSCOPIE DE MASSE DES IONS SECONDAIRES

L'analyse SIMS permet de mesurer la composition atomique d'un échantillon en fonction de la profondeur. Contrairement à la microscopie électronique dont nous avons réalisé la totalité des expériences, les mesures SIMS ont été effectuées par la société Probion Analysis^[115]. La technique d'analyse est entièrement présentée dans la référence [115]. L'étude a été effectuée sur les échantillons ART540 ($T_s@500^\circ C$), ART542 ($T_s@450^\circ C$) et ART549 ($T_s@400^\circ C$). Les éléments recherchés sont l'aluminium, le gallium, l'indium et le silicium. Les conditions d'analyse sont détaillées dans le Tableau 2.3. Pour les éléments III, nous avons cherché à maximiser la résolution spatiale et pour le dopant nous avons maximisé la résolution chimique.

La figure 2.15 présente les résultats de mesure pour le silicium. La surface des échantillons se trouve sur la droite, la croissance ayant eu lieu de la gauche vers la droite et l'analyse SIMS de la droite vers la gauche. L'axe horizontal des données SIMS originales a été

corrigé de manière à respecter la période de la structure. Dans le GaAs, la limite de détection du silicium est inférieure à 10^{16} at.cm⁻³. Cependant, dans l'AlGaAs il existe une interférence de masse entre 28Si^- et 27Al^- qui entraîne une limite de résolution égale à 2.10^{17} at.cm⁻³. La trainée située côté surface provient de micropoussières présentes sur la surface et/ou d'interférences avec les éléments carbone, hydrogène ou oxygène. La résolution spatiale des mesures est de 5,7 nm, ce qui est comparable à l'épaisseur totale des puits.

	Silicium	Aluminium, Gallium et Indium
<i>Ions primaires</i>	Cs ⁺	Cs ⁺
<i>Énergie d'impact</i>	14,5 keV	2 keV
<i>Balayage</i>	150x150 μm ²	150x150 μm ²
<i>Diamètre surface analysé</i>	60 μm	30 μm
<i>Polarité ions secondaires</i>	Négative	Positive
<i>Espèces analysées</i>	28Si^- , 27Al^- et 69Ga^-	Cs+ 27Al^+ , Cs+ 71Ga^+ et Cs+ 115In^+

Tableau 2.3 : Conditions d'analyse SIMS

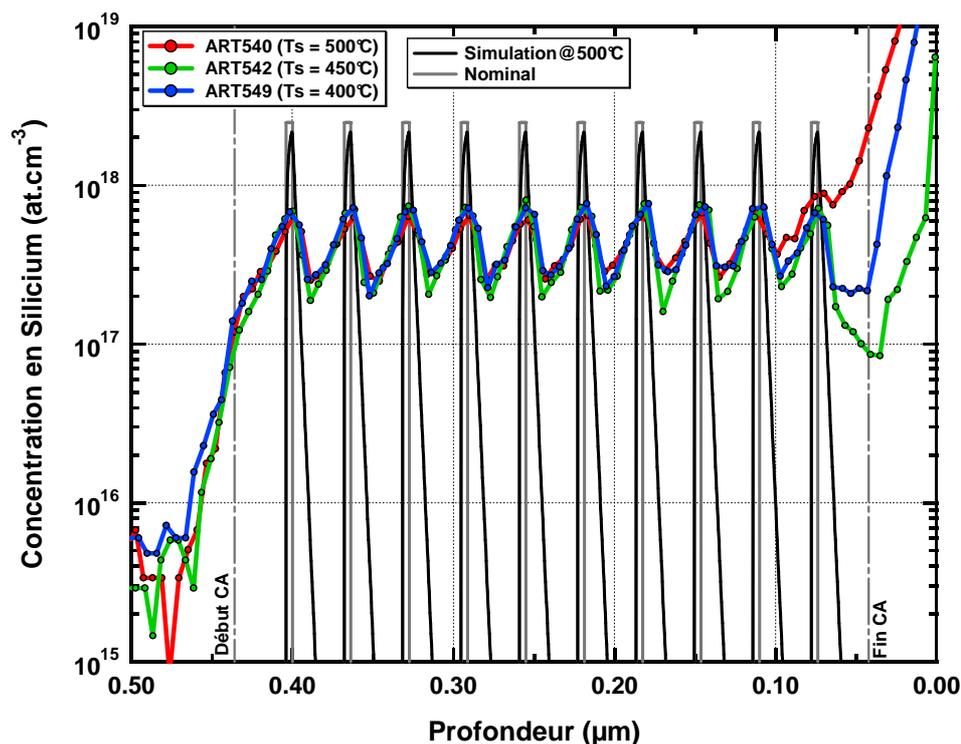


Figure 2.15 : Mesures SIMS de la concentration en silicium sur les ART540, 542 et 549 ; le dopage nominal est présenté en gris et le dopage simulé pour une température de 500°C est présenté en noir ; le début et la fin de la couche active sont marqués par un trait semi-continu gris.

En dehors des effets de bord, nous n'observons pas de différence significative entre les trois échantillons. Nous n'observons pas non plus de différence entre les périodes au sein d'un même échantillon. Le signal du silicium est beaucoup plus étalé en comparaison avec la simulation, et la valeur nominale au pic de $2,5.10^{18}$ at.cm⁻³ n'est pas atteinte (cf. figure 2.6). Malgré cela, si on

intègre les dopants sur une période on trouve une quantité de $1,8 \cdot 10^{12}$ at.cm⁻², ce qui est supérieur aux $1 \cdot 10^{12}$ at.cm⁻² attendu. De plus, l'asymétrie du signal observé est contraire aux résultats de la simulation. De par le processus de ségrégation, nous nous attendons à ce que le front de descente (coté surface) du silicium soit élargi alors que le front de montée (coté substrat) devrait être plus abrupt.

L'élargissement du front de montée pourrait s'expliquer par un artefact de mesure. Lors de la mesure SIMS, le balayage du faisceau d'ions creuse un cratère dans l'échantillon, tandis que le système analyse en temps réel les ions secondaires émis par le fond plat au centre du trou afin de déterminer la composition de la couche en cours de gravure. Cependant, des ions provenant des flancs inclinés du cratère peuvent être comptés comme provenant de la couche en cours d'analyse et étant donné que ces ions proviennent des couches précédemment analysées, cela crée une trainée sur le signal^[115]. Cet artefact de mesure est particulièrement visible en amont de la première couche dopée (profondeur comprise entre 0,4 et 0,45 µm) où la mesure SIMS indique du silicium, malgré l'absence certaine de dopants dans cette zone. De plus, cet effet de bord conduit à compter en double des atomes de silicium, ce qui peut expliquer l'erreur sur la quantité de dopants mesurés. Finalement, la faible résolution spatiale et les artefacts de mesure nous empêchent de distinguer une évolution de la distribution de silicium avec la température de croissance.

Intéressons-nous maintenant aux éléments III. Nous présentons sur la figure 2.16 la mesure SIMS du gallium en fonction de la profondeur de gravure. Le graphique du haut montre l'ensemble de la couche alors que le graphique du bas présente un agrandissement des deux dernières périodes épitaxiées. L'axe horizontal des données SIMS a été corrigé de manière à respecter la période de la structure, de même que l'axe vertical afin d'obtenir le même nombre d'éléments gallium dans le substrat pour les trois échantillons. Les données expérimentales sont présentées sur l'axe de gauche (coups par seconde) alors que le profil nominal est présenté sur l'axe de droite (composition). La résolution spatiale est de 1,2 nm. Il faut noter que les résultats sont donnés en coups par seconde, c'est-à-dire qu'il n'y a pas eu de calibrage pour connaître la concentration absolue des éléments. Enfin, la figure 2.17 et la figure 2.18 présentent, dans les mêmes conditions, les résultats pour l'aluminium et l'indium.

Les mesures présentent quelques variations en amplitude (bruit à haute fréquence spatiale et oscillation à basse fréquence spatiale) qui ont pour origine des variations d'état de surface ou d'intensité de faisceau. De même, il existe des décalages sur l'axe horizontal qui s'expliquent par de légères variations de la vitesse de gravure qui ne sont pas prise en compte lors de la mesure. Enfin, étant donné que les courbes ne sont pas calibrées, les différences d'amplitude d'un échantillon à l'autre ne peuvent pas être interprétées quantitativement.

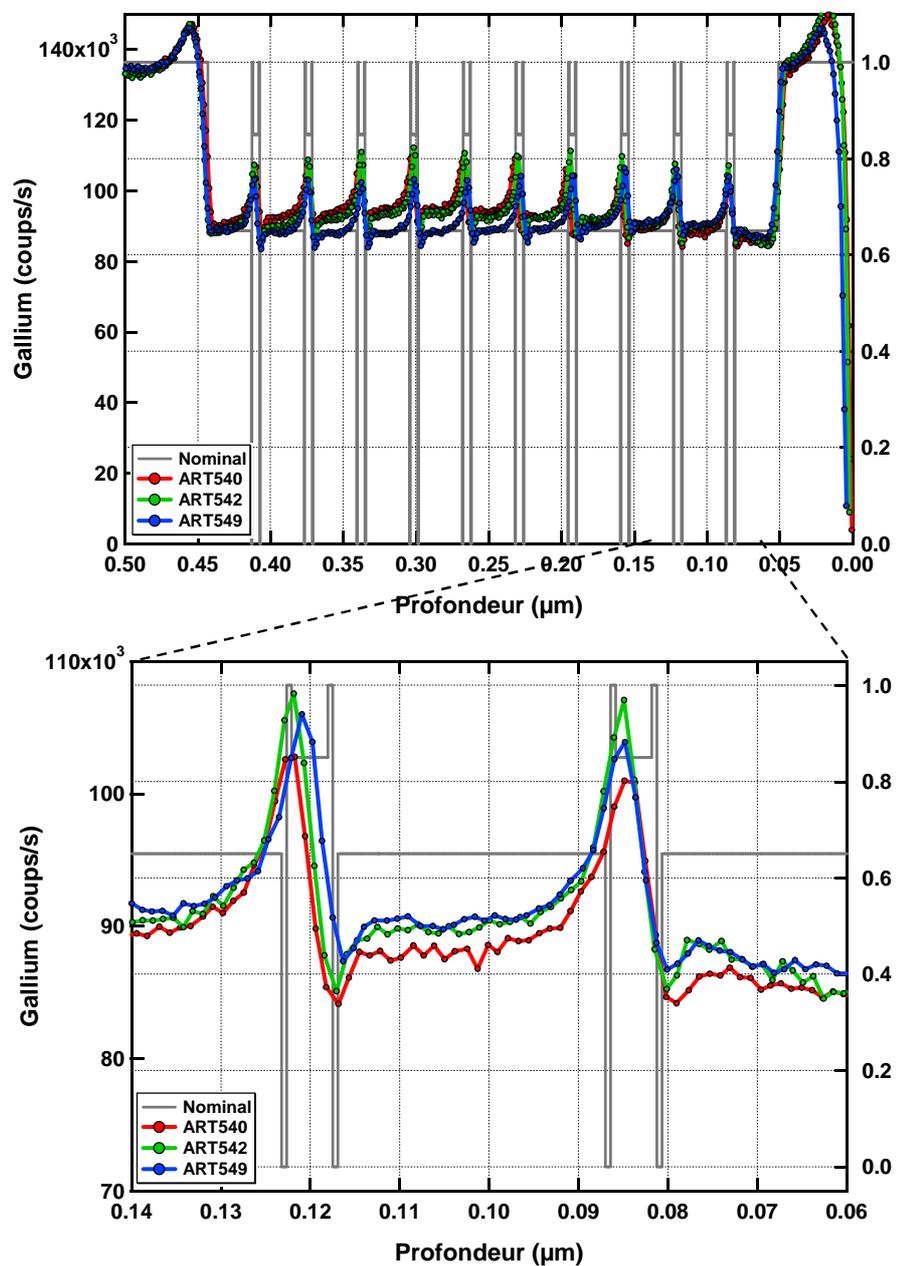


Figure 2.16 : Mesures SIMS (axe de gauche) du gallium sur les ART540 (500 °C), ART542 (450 °C) et ART549 (400 °C) et profil de composition nominal (axe de droite) ; en haut la couche complète et en bas les deux dernières périodes

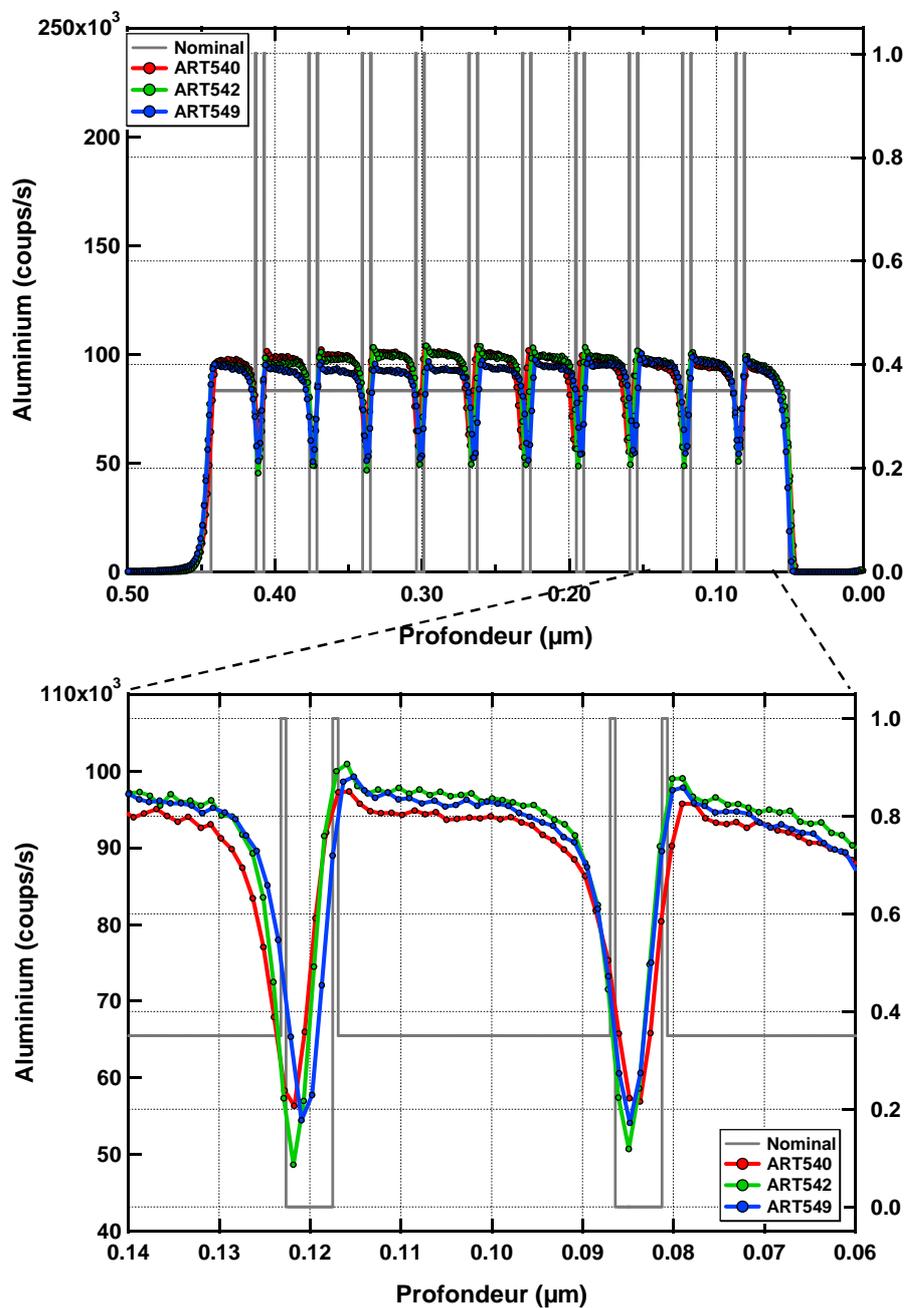


Figure 2.17 : Mesures SIMS (axe de gauche) de l'aluminium sur les ART540 (500 °C), ART542 (450 °C) et ART549 (400 °C) et profil de composition nominal (axe de droite) ; en haut la couche complète et en bas les deux dernières périodes

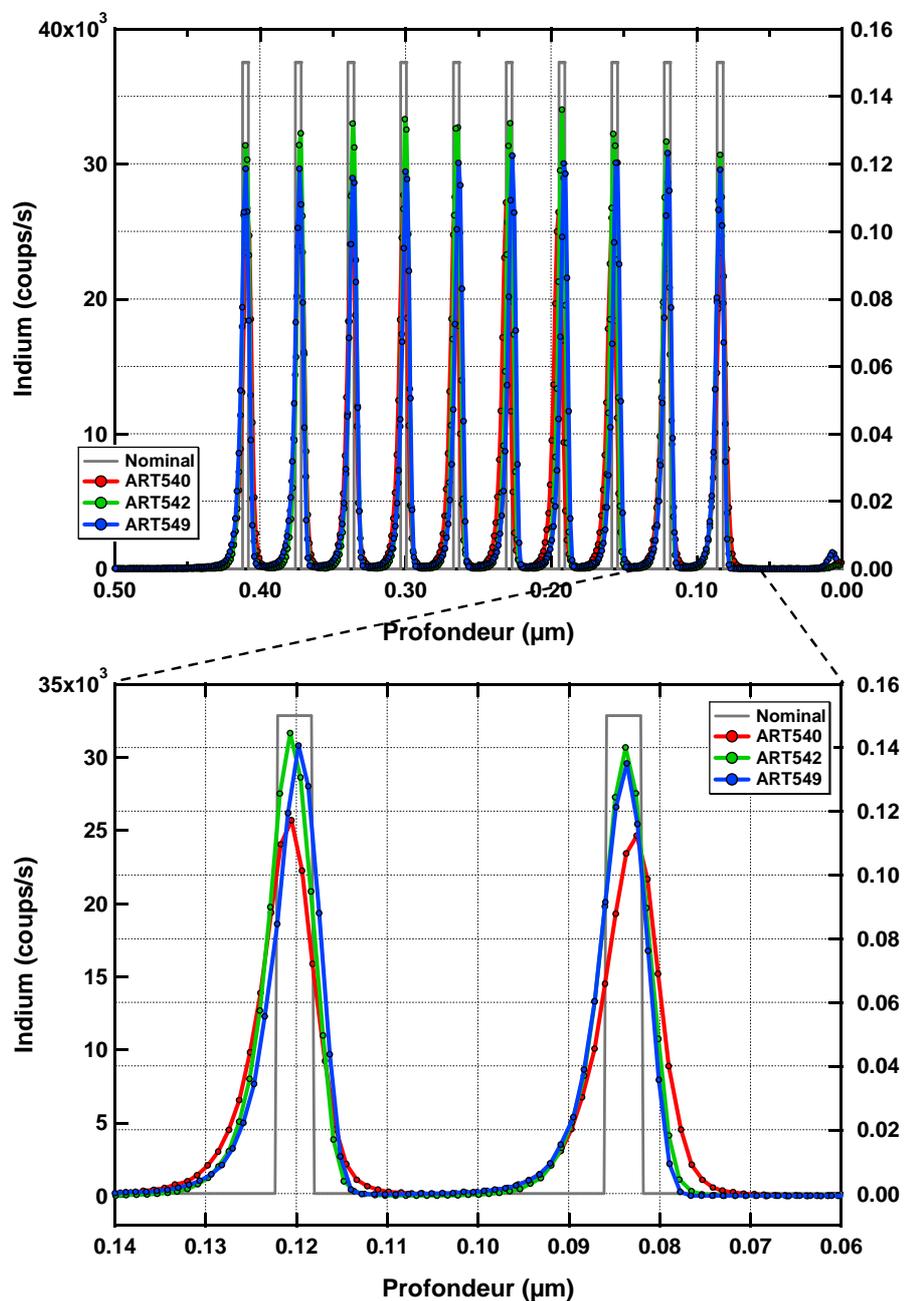


Figure 2.18 : Mesures SIMS (axe de gauche) de l'indium sur les ART540 (500 °C), ART542 (450 °C) et ART549 (400 °C) et profil de composition nominal (axe de droite) ; en haut la couche complète et en bas les deux dernières périodes

Comme pour le silicium les trois courbes qui correspondent aux trois températures de croissance présentent des signaux SIMS quasiment identiques. Néanmoins, le profil d'indium de l'ART540 semble légèrement plus large. Nous avons mesuré la largeur à $1/e^2$ des couches d'indium (cf. figure 2.18) sur les 10 périodes. La valeur moyenne est de 12,9 nm pour l'ART540, 11,0 nm pour l'ART542 et 11,6 nm pour l'ART549. Les deux plus basses températures de croissance ont une épaisseur d'InGaAs sensiblement identique, alors que l'échantillon épitaxié à haute température semble s'étaler sur une zone plus large. Toutefois, compte tenu des faibles différences des signaux SIMS d'un échantillon à l'autre, la suite de la discussion portera de manière identique sur les trois structures. La figure 2.19 présente les mesures SIMS des éléments III pour l'échantillon ART542.

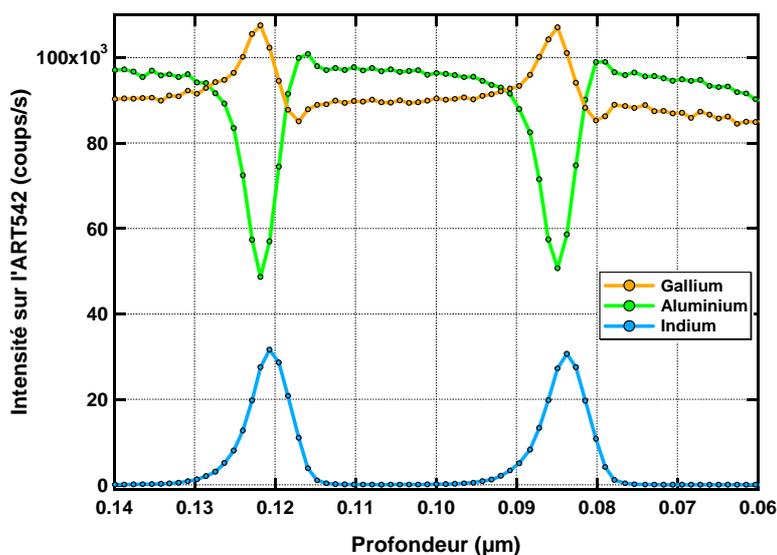


Figure 2.19 : Mesures SIMS des éléments III sur l'ART542

Intéressons-nous en premier lieu aux couches épaisses (> 10 MC). Étant donné que les signaux SIMS ne sont pas quantitatifs, il nous est a priori impossible de savoir si la couche d'indium atteint sa composition nominale. En revanche pour le gallium nous pouvons utiliser les couches de GaAs dans le substrat comme référence (profondeur $> 0,5 \mu\text{m}$). Cela nous permet d'extrapoler une composition en gallium d'environ 0,65 pour la barrière et de 0,77 pour le maximum du puits. On retrouve la valeur nominale dans la barrière, en revanche dans le puits nous obtenons une composition inférieure aux 0,85 attendues. De surcroît, le profil de gallium ne présente pas le plateau attendu. L'aluminium dans le puits ne présente pas non plus de plateau et le signal ne descend pas à zéro contrairement au profil nominal. De la même manière que pour le gallium, on utilise le niveau d'intensité dans la barrière (de composition connue) comme référence afin d'extrapoler la valeur dans le puits. Nous obtenons un minimum de composition d'aluminium de 0,18. Ainsi, en utilisant la règle d'alliage (cf. équation (2.10)), nous estimons que la composition au pic du puits en indium est de 0,05 (0,15 nominale). Les valeurs extrapolées ainsi que les profils de distribution nous paraissent surprenants. Nous nous attendions à ce que le profil soit modifié (cf. figure 2.8), mais pas au point de ne pas atteindre les compositions nominales dans les couches épaisses. En ce qui concerne les couches de faible épaisseur, leurs signatures sur les profils SIMS sont très faibles voir inexistantes. Nous distinguons une légère bosse sur l'aluminium et un petit creux sur le gallium en lieu et place de la couche d'AlAs côté surface. En revanche nous ne distinguons aucune trace des couches des

GaAs et de la couche d'AlAs côté substrat. Bien que ces couches aient des tailles nominales inférieures à la résolution de mesure, nous nous attendions à voir leurs influences sur les signaux SIMS. Quant aux interfaces, nous observons que les changements de matériaux côté substrat s'étalent sur de plus grandes distances (≈ 25 MC pour l'indium) en comparaison avec leur équivalent côté surface (≈ 20 MC pour l'indium). Une fois encore ces valeurs sont bien supérieures aux cinq monocouches attendues pour l'ART540.

À la vue des mesures SIMS, le profil de composition des DBS QWIPs apparaît très éloigné du profil nominal. En particulier la couche d' $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ au centre du puits serait remplacée par une distribution en cloche asymétrique ayant pour composition au pic de $\text{Al}_{0,18}\text{In}_{0,05}\text{Ga}_{0,77}\text{As}$. Les couches de confinement en AlAs côté substrat sont absentes des données SIMS et côté surface leur présence semble très limitée. Les interfaces entre les différents alliages sont également beaucoup plus étendues que ce que prévoit la simulation (cf. figure 2.8).

Cependant, ces résultats doivent être accompagnés d'une mise en garde concernant les incertitudes associées aux mesures SIMS. Nous avons vu avec le silicium qu'il existe de nombreux artefacts (effet de bord, interférence, défaut de planéité, etc.) qui perturbent le profil de composition. À titre d'exemple, on observe sur les couches limites de la figure 2.16 une surintensité du signal SIMS pour le gallium. Or, ce sont des couches massives faites en GaAs, ce qui signifie nécessairement que la composition en gallium est constante. Ainsi, nous estimons que le SIMS n'est pas adapté à l'étude de nos échantillons car la résolution spatiale n'est pas suffisante et qu'il y a des artefacts difficilement contrôlables. Nous allons désormais nous concentrer sur l'analyse par microscopie électronique en transmission.

2.3.2 ÉTUDE QUALITATIVE PAR MICROSCOPIE ELECTRONIQUE CONVENTIONNELLE

Dans un premier temps, nous allons présenter les résultats d'une étude portant sur la qualité cristalline des couches épitaxiées. Après quoi, nous nous intéresserons à la distribution chimique dans les DBS QWIPs en utilisant la méthode d'analyse par champ sombre.

ÉPITAXIE PSEUDOMORPHIQUE

La présence d'indium dans les puits quantiques induit une contrainte au sein du matériau. En fonction de l'épaisseur et de la composition d'indium, la contrainte peut être encaissée élastiquement (épitaxie cohérente ou pseudomorphique) ou alors se relaxer en générant des dislocations voire des îlots (épitaxie incohérente)^[59]. Pour les applications qui nous intéressent, il est impératif d'éviter toutes dislocations qui modifient les propriétés électro-optiques et l'uniformité^[117] des couches actives. C'est pourquoi on doit limiter la quantité d'indium incorporé à la fois localement, mais aussi en cumulé dans la couche active. Or, c'est justement la présence d'indium qui nous permet de baisser la longueur d'onde de détection des QWIPs.

L'échantillon TRT573 présente une structure typique des QWIPs entre 3 et 5 μm . Il s'agit d'un DBS QWIP de cinq périodes dont le puits est constitué de l'empilement suivant : AlAs(5,4 Å) /

GaAs(8 Å) / In_{0,75}Ga_{0,25}As(2,8 Å) / In_{0,2}Ga_{0,8}As(31,2 Å) / GaAs(8 Å) / AlAs(5,4 Å). La description complète de l'échantillon TRT573 est donnée en annexe A. Au sein d'une période, l'épaisseur totale des couches avec indium est de 34 Å, avec une composition équivalente de 25 %. En cumulé, la couche active fait 2104 Å d'épaisseur pour une concentration équivalente de 2,5 % d'indium. Le modèle de Matthews^[116] est couramment employé pour évaluer la limite d'apparition des dislocations. Il indique l'épaisseur maximale (épaisseur critique) que l'on peut épitaxier sans générer des dislocations. En utilisant ce modèle, nous estimons que l'épaisseur critique pour ces deux compositions est de respectivement 50 et 800 Å. De la sorte que localement sur une période, nous sommes dans des conditions de croissance pseudomorphique, alors qu'en cumulé sur l'ensemble de la couche active, nous sommes quasiment trois fois au dessus de la limite d'apparition des dislocations.

Nous avons analysé la qualité cristalline de cet échantillon par microscopie électronique en transmission conventionnelle. La figure 2.20 présente une image en champ sombre sur la tache 020 de l'échantillon TRT573 (cf. annexe A). La figure 2.21 présente une image du même échantillon dans des conditions à deux ondes.

N.B. L'intégralité des images TEM et STEM présentées dans ce manuscrit correspondent à des sections transverses vues dans la direction [001]. Ces images sont représentatives des phénomènes observés. Aucune des images de ce manuscrit n'a subi de filtrage fréquentiel. Les deux seuls traitements d'image qui ont pu être appliqués sont la soustraction du fond continu et la moyenne de plusieurs images. Si c'est le cas, la légende des figures en fait mention.

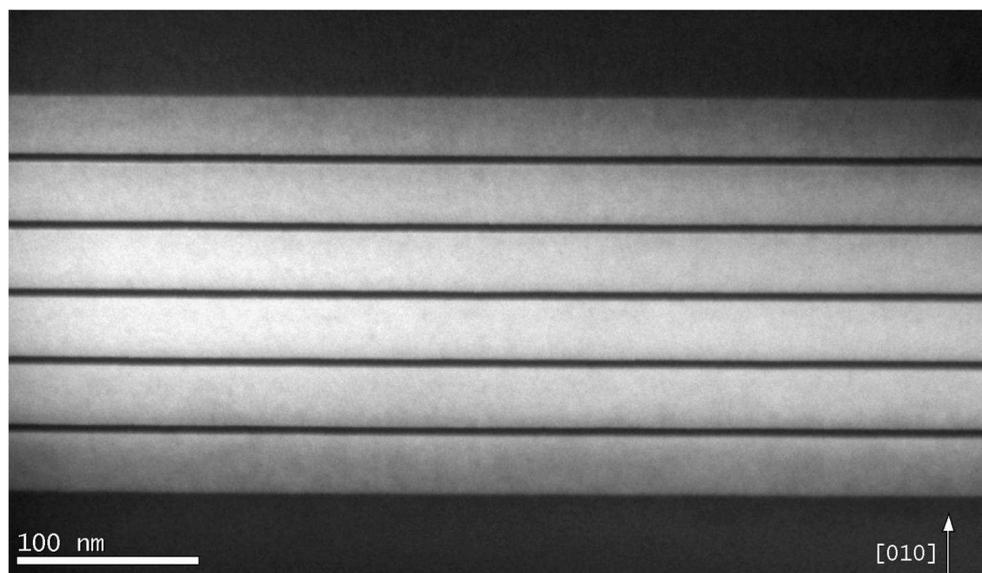


Figure 2.20 : Image en champ sombre faible grandissement ($g=020$) de l'échantillon TRT573

Les images TEM de l'échantillon TRT573 ne présentent aucune trace de dislocation. Nous avons recherché la présence de défauts à la fois à grande échelle par champ sombre (cf. figure 2.20) et localement dans des conditions à deux ondes (cf. figure 2.21). La première image à faible grandissement nous permet d'observer la couche active dans son ensemble. Le contraste sur la tache 020 nous permet de distinguer aisément les couches d'InGaAs et de GaAs (sombre) des couches en AlGaAs (clair). Les légères variations d'intensité basse fréquence sont dues à des variations d'éclairement ou d'épaisseur. La présence de dislocations entrainerait de forts contrastes, or, nous n'avons observé aucune trace de ce type de contraste lors de nos analyses.

De plus, nous avons effectué des mesures dans différentes conditions d'observation (i.e. différentes familles de plans (hkl)) dans le but de nous assurer de l'absence de défaut dont le contraste serait nul selon $g=020$.

En ce qui concerne l'étude locale des défauts, le mode d'imagerie à deux ondes nous permet de faire ressortir les plans (010) perpendiculaires à l'axe de croissance, révélant ainsi toutes déformations du réseau cristallin. Le fort contraste dans la barrière sur la figure 2.21 s'explique par la différence de facteur de diffusion entre les éléments III (35 % Al et 65 % Ga) et l'arsenic. Alors que dans le puits, les facteurs de diffusion des plans V et des plans III (25% In et 75 % Ga) sont quasiment identiques, ce qui éteint leur contraste.

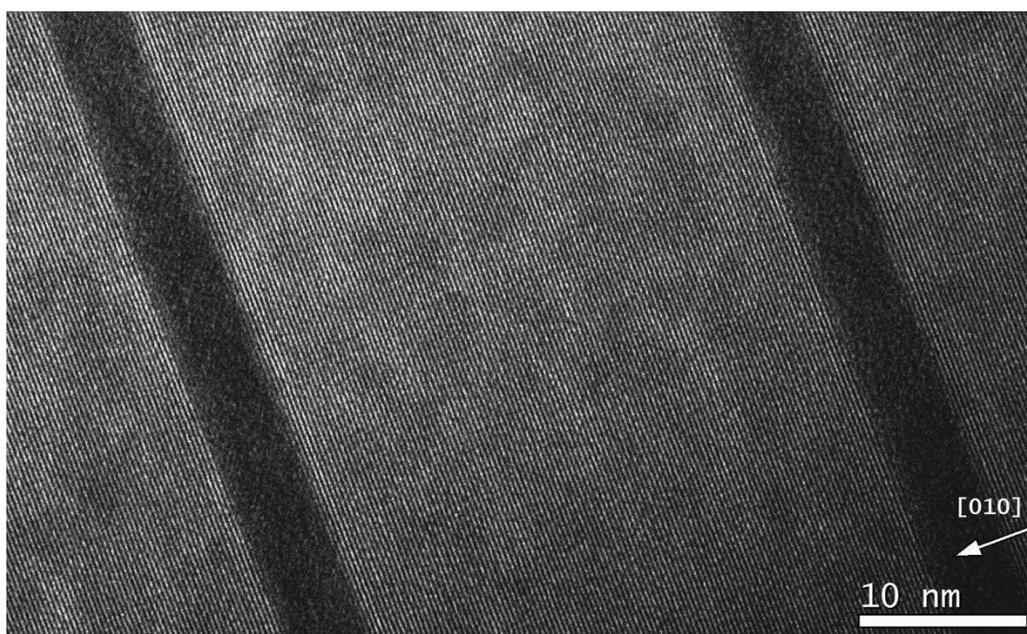


Figure 2.21 : Image à deux ondes ($g=000&020$) de l'échantillon TRT573 (Après soustraction du fond continu)

L'image TEM de la figure 2.21 illustre la qualité cristalline de l'échantillon. Quelle que soit la zone d'analyse, nous n'avons pas observé de défaut du réseau cristallin. C'est pourquoi, bien qu'au-dessus de la limite pseudomorphique selon nos estimations initiales, l'échantillon TRT573 ne présente pas de défauts. L'absence d'imperfection dans le réseau cristallin s'explique par le fait que le modèle de Matthews est une approximation^[59] ; il existe d'autres modèles^[118, 119] qui indiquent que l'approche de Matthews sous-estime l'épaisseur critique.

La mesure TEM étant par définition locale, nous nous sommes assurés de l'absence de défauts sur plusieurs zones de la lame et de l'échantillon. De plus, nous avons effectué les mêmes analyses sur d'autres échantillons ayant des niveaux de contraintes locales et/ou cumulées autour de la limite pseudomorphique. Tous les résultats invitent aux mêmes conclusions, c'est-à-dire à l'absence de tous défauts cristallins dans nos structures QWIPs avec indium.

PROFIL DE COMPOSITION

Nous allons maintenant nous intéresser au profil d'intensité sur les images champ sombre. La figure 2.22 présente une image champ sombre de l'épitaxie ART332. Cet échantillon

est une structure simple barrière en $\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{As}$ / GaAs dont la description complète est donnée en annexe A. Le côté gauche de l'image correspond au bord du trou de la lame TEM. La figure 2.23 présente une image champ sombre d'une hétérostructure $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$ / GaAs / $\text{In}_{0,75}\text{Ga}_{0,25}\text{As}$ / $\text{In}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ (référence TRT570 dans l'annexe A).

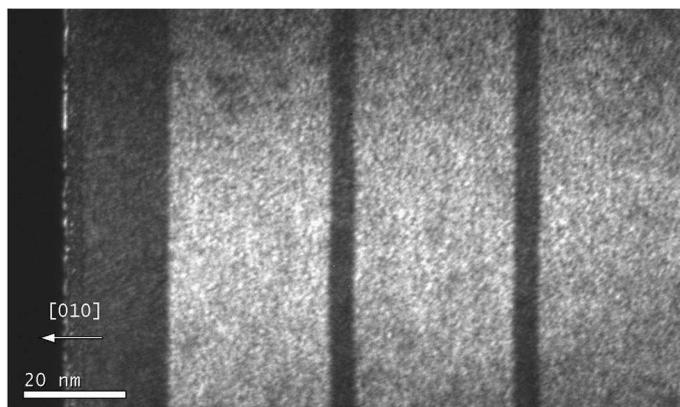


Figure 2.22 : Image en champ sombre ($g=020$) de l'échantillon AlGaAs/GaAs ART332

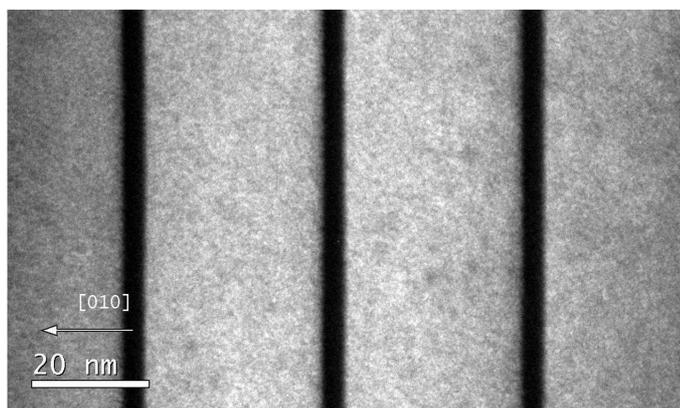


Figure 2.23 : Image en champ sombre ($g=020$) de l'échantillon AlGaAs/InGaAs TRT570

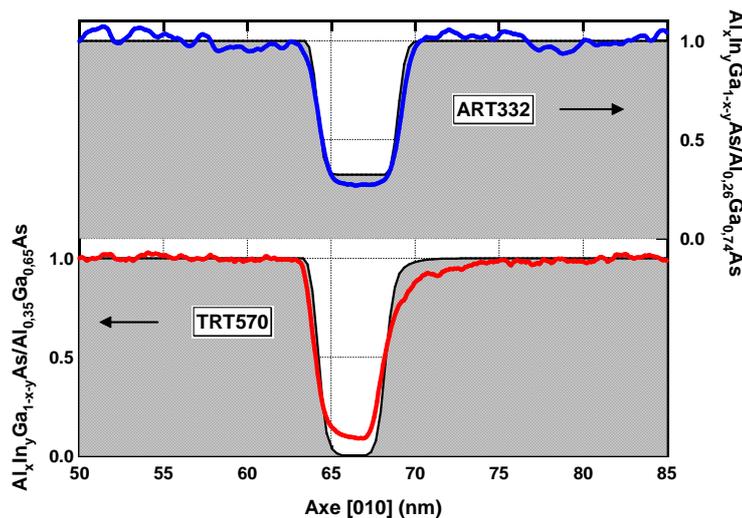


Figure 2.24 : Contrastes selon [010], en bleu l'échantillon ART332 (AlGaAs/GaAs cf. figure 2.22), en rouge l'échantillon TRT570 (AlGaAs/InGaAs cf. figure 2.23) et en gris les contrastes simulés (substrat à gauche)

La figure 2.24 présente les rapports d'intensités (cf. partie 2.2) le long de l'axe de croissance pour les échantillons ART332 et TRT570. Pour chacun des échantillons, nous avons simulé le

rapport d'intensité attendu en prenant en compte la ségrégation des éléments III et en utilisant les expressions données dans la partie 2.2. Le résultat des calculs est présenté en gris.

Comme le montre la figure 2.24, une structure standard en AlGaAs / GaAs présente un profil de composition symétrique, alors qu'une structure AlGaAs / InGaAs a une distribution de composition asymétrique. La simulation du rapport d'intensité de l'échantillon ART332 présente un bon accord en forme et en valeur avec la mesure expérimentale, alors que la simulation de l'échantillon TRT570 tend à sous-estimer les changements induits par la ségrégation de l'indium en aval du puits. En outre, nous observons le désaccord attendu (cf. partie 2.2) sur la valeur du contraste de l'InGaAs entre la mesure et la simulation. Cette première étape expérimentale nous a permis de vérifier la loi de contraste pour l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en couche épaisse et de confirmer nos doutes sur les difficultés d'utilisation de cette méthode pour l' $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$.

Nous présentons sur la figure 2.25 une image champ sombre de l'échantillon TRT573 et sur la figure 2.26 le contraste d'intensité correspondant à une période. Contrairement aux mesures SIMS, les deux oreilles en AlAs sont présentes, mais avec un contraste qui est plus faible que celui attendu. En revanche, nous ne distinguons pas les couches de GaAs.

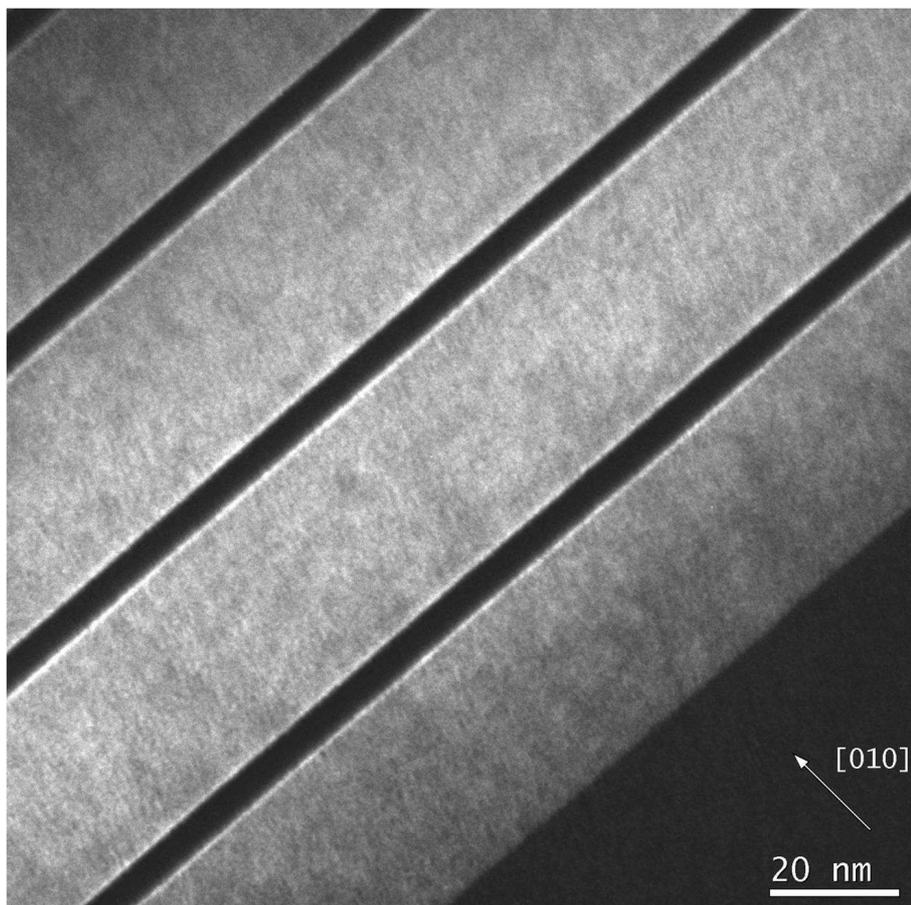


Figure 2.25 : Image en champ sombre ($g=020$) de l'échantillon TRT573

Étant donné que la ségrégation entraîne un enrichissement de la surface en indium, il ne devrait pas y avoir d'indium dans la barrière côté substrat. C'est pourquoi nous pouvons évaluer la composition équivalente de l'oreille de ce côté-ci en utilisant la relation (2.13). Nous obtenons une concentration au pic de 45 % d'aluminium. Côté surface, la double variation de l'indium et

de l'aluminium dans cette zone nous empêche de déterminer l'origine du contraste. On remarque néanmoins que l'oreille présente une intensité plus faible que sa consœur côté substrat. La simulation du profil de composition présente elle aussi cette légère asymétrie, avec un contraste plus important sur l'oreille amont que sur l'oreille aval. Toutefois, sur la simulation la composition au pic des oreilles ne descend pas en dessous de 85 % d'aluminium.

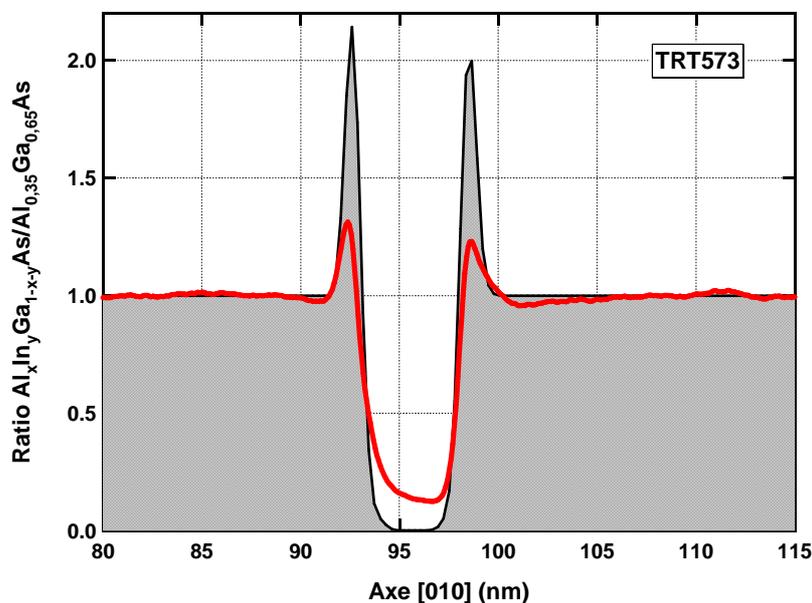


Figure 2.26 : Contraste d'intensité $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}/\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$ expérimental (rouge) et simulé (gris) selon [010] pour la figure 2.25 (substrat à gauche)

Nous avons déjà évoqué dans la première partie de chapitre qu'il existe des phénomènes, comme la rugosité d'interface, qui ne sont pas pris en compte dans notre modèle de simulation et qui pourraient influencer le profil de composition. Il faut savoir que la technique d'épitaxie elle-même modifie le profil de composition nominal. Le flux d'atomes lors de la croissance est contrôlé grâce à la température du creuset et à un cache permettant d'ouvrir et de fermer le creuset. Or, en position fermée, la température à l'intérieur du creuset augmente légèrement. Ceci va entraîner un *overshoot* de flux au moment de l'ouverture du cache. Ainsi, en fonction de l'*histoire* du creuset, il peut apparaître une modification de la composition cristalline par rapport à la composition nominale. En plus de l'*overshoot*, les temps d'ouverture et de fermeture des caches vont influencer le profil de composition. Sur le bâti RIBER 49 que nous utilisons (Xavier Marcadet et Agnès Coulibaly), ce temps est de 0,2 s. Son influence sur une couche épaisse (plusieurs nm) est négligeable. En revanche, les structures DBS contiennent des couches de 5 Å qui vont être fortement modifiées. Pour ces couches, les temps d'ouverture et de fermeture représentent 28 % du temps de croissance.

En raison des processus d'échanges verticaux et du fait que ces structures présentent des couches à la limite des techniques d'épitaxie, il n'est pas étonnant d'obtenir un écart entre la valeur nominale et la valeur mesurée. Toutefois, une composition de 45 % d'aluminium des oreilles entraîne selon nos calculs une longueur d'onde au pic d'absorption de 5,1 μm , supérieure à la valeur observée expérimentalement (4,6 μm). Le calcul de l'absorption avec le profil gris de la figure 2.26 nous donne $\lambda_{\text{pic}} = 4,4 \mu\text{m}$. Ainsi, il semblerait que la simulation surestime la composition en aluminium, tandis que la technique de mesure par champ sombre la

sous-estime. Plusieurs sources d'erreur^[96] peuvent justifier une mauvaise évaluation de la composition par la méthode DF. À titre d'exemple, la figure 2.27 illustre le manque de reproductibilité du contraste d'intensité des oreilles. Contrairement à la couche épaisse dans le puits, le rapport d'intensité des oreilles varie de 20 % en fonction des conditions d'observation.

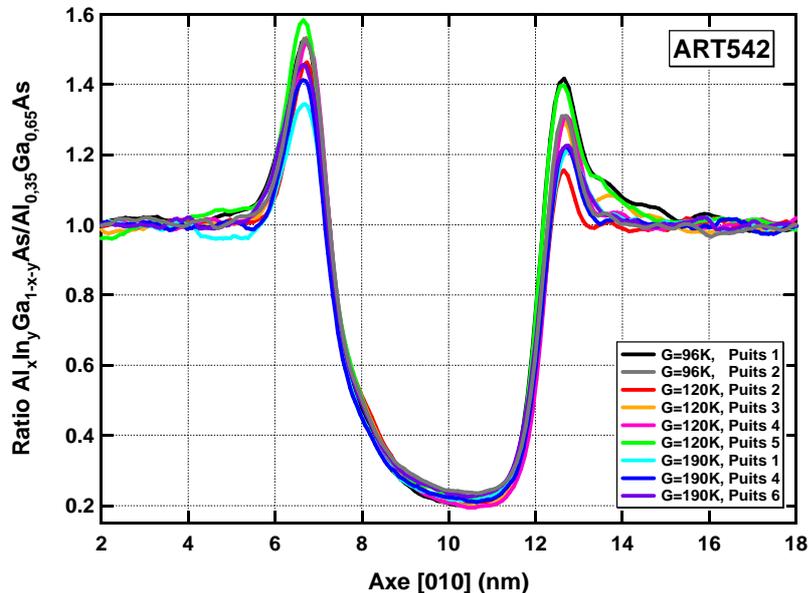


Figure 2.27 : Contraste d'intensité $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}/\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$ selon $[010]$ pour l'échantillon ART542 en fonction du grandissement (G) et de la position du puits dans l'échantillon (puits 1 côté surface)

L'utilisation d'un petit diaphragme nous permet d'obtenir un contraste chimique, néanmoins, cela entraîne aussi une résolution point à point limitée à environ 0,5 nm. Cette faible résolution pourrait influencer la mesure d'épaisseur et de composition des fines couches en GaAs et AlAs. Sur le profil de la figure 2.26, nous mesurons l'épaisseur des oreilles (à $1/e$) à 1 nm pour l'amont et à 1,2 nm pour l'aval. Ces valeurs sont le double de l'épaisseur nominale de 5,4 Å. C'est pourquoi nous avons effectué des mesures en mode d'imagerie haute résolution afin de déterminer si l'épaisseur des oreilles que nous avons déterminée n'est pas limitée par la méthode de mesure. Le résultat est présenté figure 2.28.

L'image haute résolution est prise dans des conditions où il existe à la fois un contraste de diffraction et un contraste de phase. Nous observons sur l'image une lente variation d'intensité qui est due à des différences d'épaisseur et/ou d'éclairement, ainsi que des dégâts d'irradiation induits lors du bombardement ionique ou lors de l'observation. Malgré ces contrastes parasites, on observe les différentes couches (barrières, oreilles, puits) et le potentiel projeté des colonnes atomiques. On remarque que dans la barrière il y a une structure carrée (blanc sur fond noir) qui disparaît dans le puits au profit d'une structure à 45°. La raison de ce changement est l'extinction des ordres de diffraction 200 et 020 dans la zone InGaAs. La figure 2.29 présente le rapport d'intensité le long de l'axe de croissance.

Pour les raisons précédemment évoquées, nous distinguons plus facilement les monocouches dans les barrières que dans le puits. La précision de mesure, en particulier dans le puits, ne nous permet pas de retrouver la composition du puits en indium en utilisant une mesure des distances inter-monocouches associée à la loi de Vegard. À partir de ce profil, nous estimons que

les oreilles s'étalent sur quatre monocouches de part et d'autre du puits, soit le double de l'épaisseur nominale (en accord avec la figure 2.26). Ces élargissements sont concordants avec le résultat de la simulation de la ségrégation qui prédit trois MCs pour l'oreille amont et 4 MCs pour l'aval.

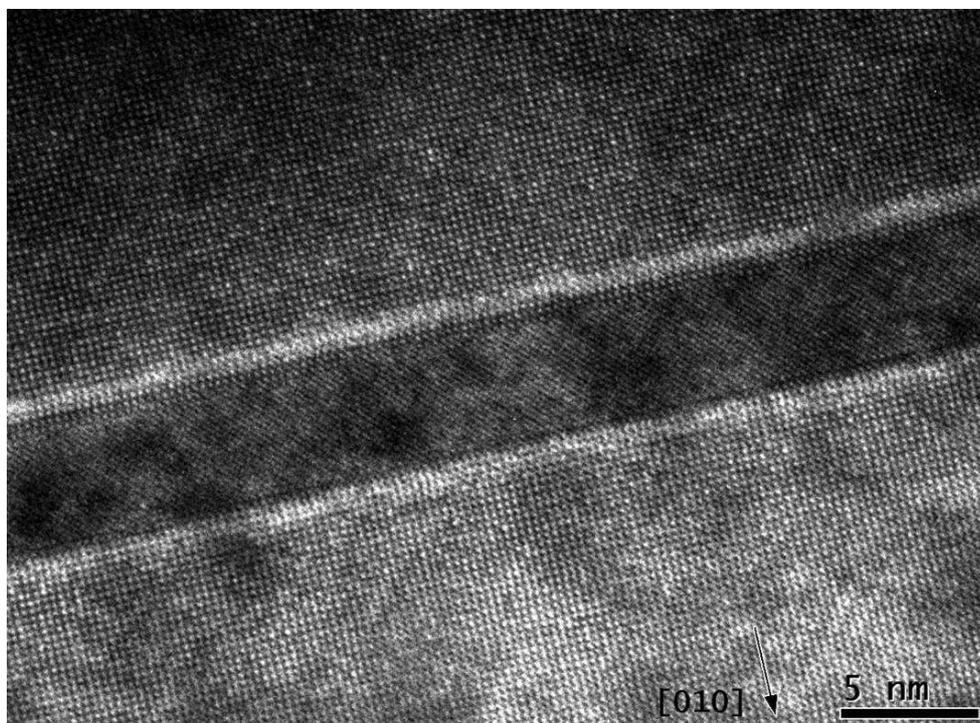


Figure 2.28 : Image en haute résolution (G@390K) de l'échantillon TRT573 (Après soustraction partielle du fond continu)

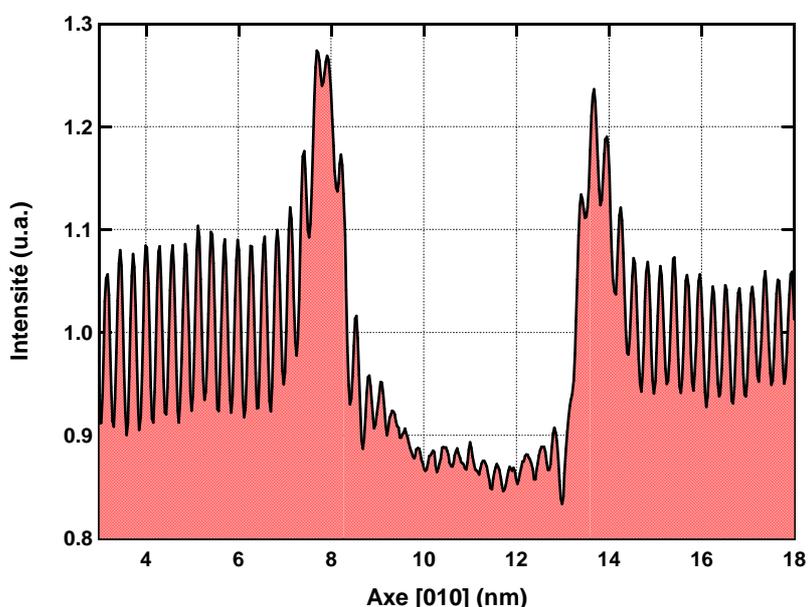


Figure 2.29 : Contraste d'intensité selon [010] du puits de la Figure 2.28

L'étude de nos échantillons par microscopie électronique en transmission conventionnelle a permis de nous assurer que la qualité cristalline des échantillons n'est pas affectée par la présence de couches contraintes. Que ce soit en champ sombre ou à deux ondes,

aucune dislocation ou défaut cristallin n'ont été observés. Après quoi, nous avons directement mis en évidence la non-idéalité du profil de composition. L'allure générale du puits, ainsi que l'épaisseur des couches sont correctement prédites par le modèle de ségrégation. Toutefois, il semblerait que nous sous-estimons les changements de composition dus à la ségrégation de l'indium. En utilisant la technique d'analyse par champ sombre, nous avons estimé la composition de l'oreille côté substrat à 45 % d'aluminium (pour $T_s = 500$ °C). En revanche, la double variation de l'aluminium et de l'indium sur la seconde oreille, nous empêche d'utiliser la méthode champ sombre pour mesurer l'ensemble du profil de composition. Bien que la technique d'épitaxie elle-même entraîne une modification de la concentration de cette couche, la composition en aluminium de la double barrière que nous avons estimée par la méthode DF nous paraît faible. En effet, selon nos calculs, une couche de confinement avec seulement 45 % d'aluminium entraînerait une longueur d'onde au pic supérieure à la valeur expérimentale. C'est pourquoi nous allons maintenant nous intéresser à un autre moyen d'analyse afin de croiser les résultats expérimentaux.

2.3.3 ÉTUDE PAR MICROSCOPIE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION A BALAYAGE

Les résultats que nous présentons dans cette dernière partie de chapitre ont été obtenus en collaboration avec le laboratoire de physique des solides (LPS) et plus particulièrement Katia March et Odile Stephan. Les expériences ont été réalisées sur le microscope UltraSTEM 100^[104] grâce au soutien et au financement du réseau de microscopie METSA^[120]. Comme pour le reste du chapitre, nous avons choisi d'organiser cette partie par technique d'analyse. Dans un premier temps, nous présentons une étude en mode imagerie, puis nous détaillerons le résultat des analyses par spectroscopie de pertes d'énergie des électrons.

2.3.3.1 ÉTUDE EN MODE IMAGERIE

Afin d'étudier l'évolution du profil de composition des DBS QWIPs avec la température de croissance, nous avons réalisé des observations en mode BF et HAADF sur les échantillons ART540 ($T_s = 500$ °C), ART542 ($T_s = 450$ °C) et ART549 ($T_s = 400$ °C). Nous présentons sur la figure 2.30 et sur la figure 2.31 les images en fond clair et en fond noir annulaire à grand angle de l'échantillon épitaxié à 450°C. La très grande qualité de ces images est obtenue en particulier au correcteur d'aberrations dont l'UltraSTEM est équipé. L'utilisation d'une sonde focalisée peut entraîner des dégâts d'irradiation qui se manifeste par une altération sur l'image de la qualité du réseau cristallin.

Sur l'image BF, nous distinguons aisément la couche d'AlGaAs de la couche d'InGaAs. En revanche, la couche d'AlAs est très faiblement marquée. L'intensité sur l'image en fond clair correspond à un contraste de phase, en conséquence elle n'est pas directement interprétable, ce qui n'est pas le cas de l'image HAADF.

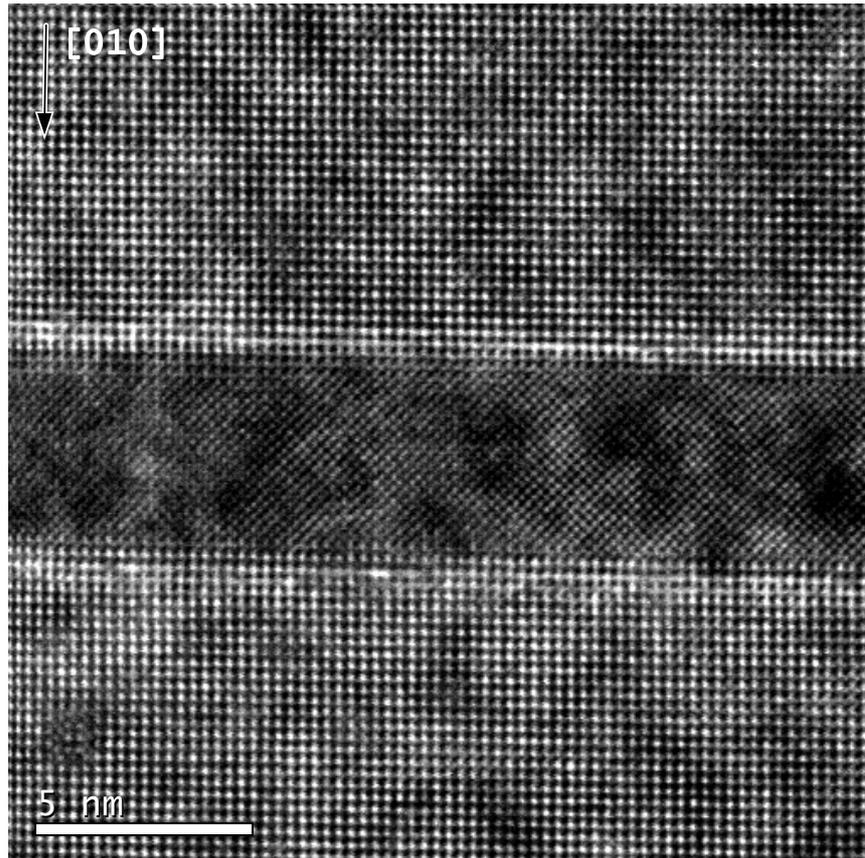


Figure 2.30 : Image BF d'un puits de l'échantillon ART542 (moyenne de plusieurs images).

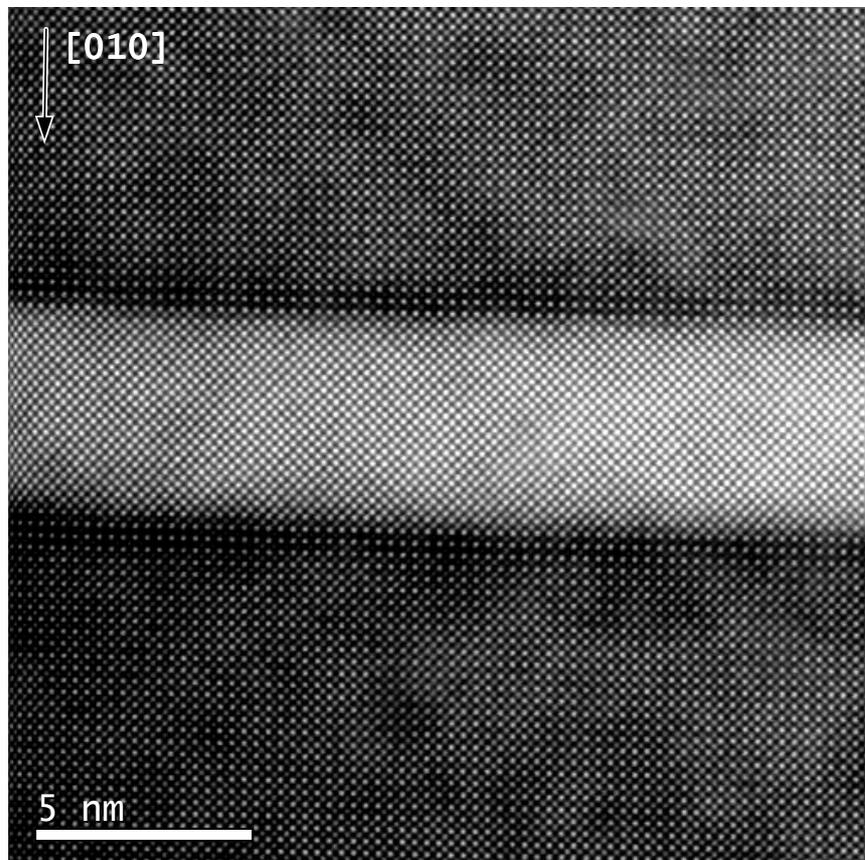


Figure 2.31 : Image HAADF d'un puits de l'échantillon ART542 (moyenne de plusieurs images)

On rappelle que l'utilisation d'un détecteur annulaire aux grands angles (HAADF) permet l'acquisition d'images dont le contraste dépend de $Z^{[110]}$. Chaque point blanc sur la figure 2.31 représente une colonne atomique. De plus, l'intensité de l'image n'est *a priori* pas sensible aux champs de contrainte présents dans l'échantillon. Le numéro atomique effectif du puits est de $Z_{\text{eff}} = 33x[\text{As}]/2 + (49x[\text{In}] + 31x[\text{Ga}])/2$, soit 33,4, quant à la barrière il est de 28,9. En conséquence, le puits apparaît en clair et les barrières sombres. L'aluminium ayant un numéro atomique de 13, les couches d'AlAs ($Z_{\text{eff}} = 23$) devraient présenter un contraste encore plus sombre que les barrières. Nous observons bien une zone plus foncée de part et d'autre du puits, néanmoins, la différence d'intensité avec la barrière est faible.

Nous avons effectué des relevés de profil d'intensité le long de l'axe de croissance sur les images HAADF des trois QWIPs. Les ratios d'intensité correspondants sont présentés sur la figure 2.32. Le profil HAADF nous renseigne sur la présence d'une asymétrie. On observe que le front de montée de la couche InGaAs de l'ART540 ($T_s = 500$ °C) est plus large que le front de descente, ce qui conduit à un maximum du signal décalé vers la surface par rapport au centre du puits. Cette asymétrie diminue nettement avec la baisse de la température de croissance, ainsi nous observons un profil symétrique pour l'échantillon épitaxié à 400 °C. Cette observation est concordante avec les résultats de simulation de la section 2.1.2 où notre choix d'une énergie bulk de 1,9 eV entraîne une structure symétrique pour une température de croissance de 400°C.

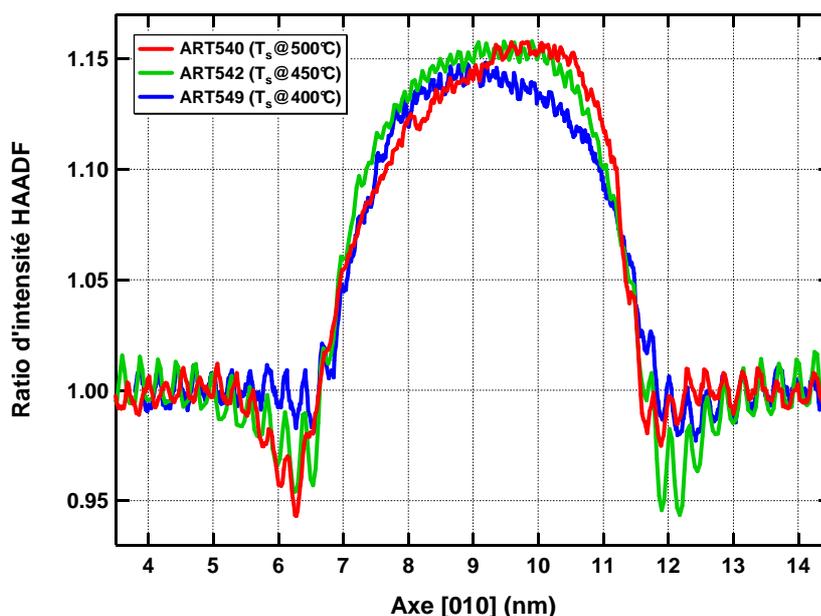


Figure 2.32 : Ratio d'intensité mesuré selon la direction [010] sur les images HAADF des trois échantillons (croissance de gauche à droite)

Toujours sur la figure 2.32, la signature des couches de confinement en AlAs sur le profil HAADF est très faible. Pour l'échantillon ART540 ($T_s = 500$ °C), on distingue une baisse du profil d'intensité uniquement côté substrat, tandis que pour l'ART542 la présence des oreilles est visible de part et d'autre du puits. Nous attribuons le manque de contraste de l'oreille côté surface sur l'échantillon ART540 à la présence d'atomes d'indium ayant ségrégré (numéro atomique effectif plus important). En revanche, nous n'observons pas de trace des couches AlAs sur le profil de l'ART549. L'absence de contraste des oreilles pourrait s'expliquer par le faible rapport signal à bruit sur les images. En effet, lors de certaines sessions d'observation, le

microscope a rencontré des problèmes techniques (faible courant, dérive du porte-échantillon), qui ont entraîné un fort niveau de bruit sur les images.

Nous avons effectué une étude fine des interfaces puits/barrière sur l'échantillon ART542. Les résultats sont présentés sur la figure 2.33. La résolution du microscope nous permet de distinguer les éléments III (Al, Ga, In) de l'élément V (As). Sur la figure 2.33, nous avons identifié un plan d'arsenic par une flèche rouge et un plan d'éléments III par une flèche bleue. En dessous des images HAADF, nous présentons le profil d'intensité le long de ces deux directions. Etant donné que la composition en éléments V ne varie pas au cours de la croissance, pour le profil rouge on s'attend à observer une suite de pics périodique tout le long de l'épitaxie, tandis que pour les éléments III, l'amplitude des pics devrait suivre le profil de Z effectif.

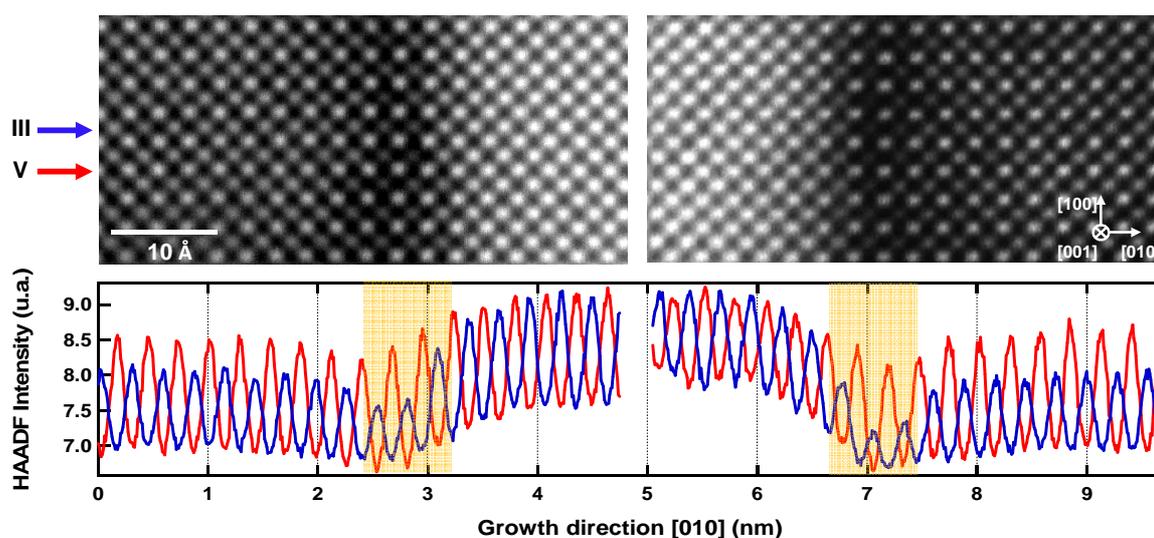


Figure 2.33 : Images et profils HAADF de l'échantillon ART542, le profil rouge correspond à l'élément V et le bleu aux éléments III

Nous observons sur le profil HAADF de l'arsenic une suite de pics dont la hauteur crête à crête est constante, mais dont l'offset évolue avec la position. En ce qui concerne les éléments III, on observe une évolution de l'amplitude des pics on fonction de la couche, ainsi qu'une évolution de l'offset. En outre, nous observons que la dépendance des deux offsets avec la position est identique pour les deux profils. Un tel comportement pourrait s'expliquer par un effet lié à la préparation de la lame, par un effet de contrainte ou par un effet de sonde :

- Dans le premier cas, le changement de matériaux entre le puits et la barrière peut induire une différence de vitesse de gravure lors du bombardement ionique et donc une différence d'intensité diffusée. Nous avons contacté la société Gatan^[121] qui fabrique l'amincisseur ionique. Ils considèrent que c'est improbable d'avoir des effets d'épaisseur lié au bombardement sur une largeur de quelques nanomètres. Cette hypothèse devra être vérifiée par des mesures locales d'épaisseurs.
- La seconde hypothèse suppose qu'il y ait un effet lié aux couches contraintes sur l'image HAADF. L'effet de la contrainte sur les diffusions aux grands angles a été discuté par Z. Yu *et al.*^[122]. Ils montrent que la contrainte induit des effets de dé-canalisation des électrons, ce qui conduit à un changement de l'intensité diffusée aux grands angles.

- Enfin, la troisième hypothèse est liée à la forme de la sonde. Comme nous l'avons illustré figure 2.13, l'intensité sur l'image HAADF correspond à la convolution de la section efficace de diffusion de l'objet avec le profil d'intensité de la sonde. Ainsi, si le profil de sonde présente une intensité non nulle à plus de 2 Å de son barycentre (distance interatomique la plus courte), alors l'intensité diffusée par les plus proches voisins (*i.e.* les quatre colonnes adjacentes) va influencer l'image HAADF de la colonne en cours d'analyse. Si c'est le cas, le réseau d'arsenic contribue avec un offset d'intensité uniforme sur toute l'image, tandis que le réseau d'éléments III ajoute un offset différent en fonction de la couche considérée.

Quelle que soit l'origine de l'évolution de l'enveloppe, nous allons nous intéresser uniquement à l'amplitude crête à crête. Sur le profil de la figure 2.33 nous distinguons aisément le puits et les barrières. Dans le puits, l'amplitude sur le profil bleu est semblable au profil rouge, ce qui est cohérent étant donné que les numéros atomiques de chacune des colonnes sont quasi-identiques (33 pour l'arsenic et 33,7 pour l' $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}$). Au contraire, dans les barrières, le contraste d'amplitude (*i.e.* $(\Delta I_{\text{III}} - \Delta I_{\text{V}}) / \Delta I_{\text{V}}$) est d'environ 30 %.

Intéressons-nous maintenant aux trois monocouches qui constituent la transition entre le puits et la barrière. Nous avons mis ces zones en valeur sur le profil de la figure 2.33. Le fort contraste (60 %) sur deux monocouches indique la présence des barrières de confinement. La troisième monocouche qui compose la zone de transition correspond à la couche tampon de 5 Å (soit 1,75 MC) qui est nominalelement constituée de GaAs. L'épitaxie avec une température de surface de 450°C nous permet de réduire les échanges verticaux lors de la croissance et de localiser les couches de confinement dans leurs deux monocouches nominales.

L'utilisation du mode d'imagerie HAADF nous a permis de visualiser le processus de symétrisation du profil de composition avec la baisse de la température de croissance. Sur les images à très haute résolution, nous observons que les oreilles de l'échantillon épitaxié à 450°C s'étalent uniquement sur les deux monocouches nominales, contrairement aux quatre MCs de l'échantillon TRT573 ($T_s @ 500^\circ\text{C}$).

La méthode d'analyse que nous avons utilisée ne permet pas de mesurer le profil de composition. En conséquence, nous allons désormais nous tourner vers la spectroscopie de perte d'énergie des électrons (EELS) afin d'obtenir une cartographie chimique de nos échantillons.

2.3.3.2 ANALYSES EELS DES QWIPS CONTRAINTS A DOUBLE BARRIERE

Nous avons effectué des mesures EELS sur la série des trois échantillons épitaxiés à différentes températures. Cependant, les problèmes techniques rencontrés lors des expériences sur l'ART549 ($T_s = 400^\circ\text{C}$) ont rendu les données enregistrées difficilement inexploitable pour cet échantillon. La figure 2.34 présente un exemple de spectre de perte d'énergie des électrons enregistré sur l'ART540. Nous distinguons en vert et en rouge respectivement le spectre brut et l'ajustement du fond continu réalisé par une loi de puissance (*cf.* figure 2.14) juste avant le seuil $M_{4,5}$ de l'indium (*cf.* partie 2.2).

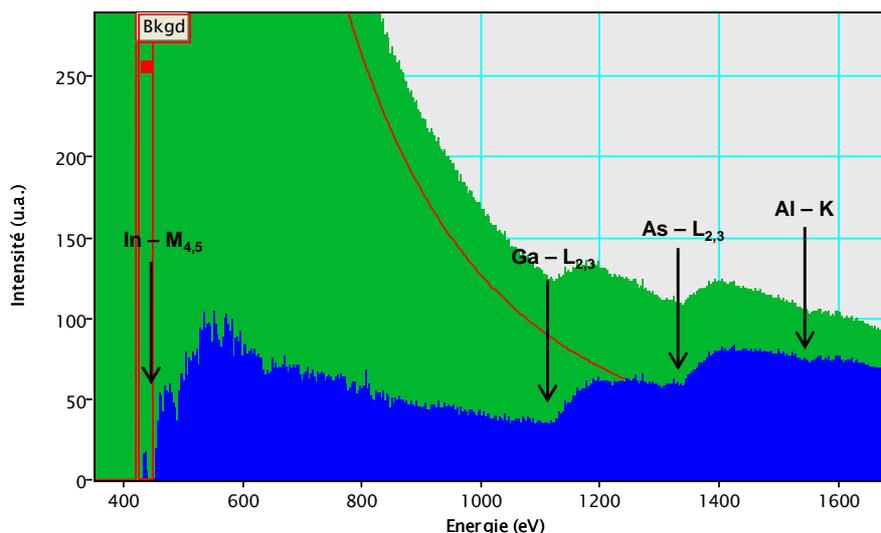


Figure 2.34 : En vert le spectre EELS brut (somme de 25x25 pixels, 300 ms par pixel), en rouge l'ajustement du fond continu par une loi de puissance et en bleu le spectre EELS sans fond continu ; les différents seuils sont indiqués par des flèches.

Ainsi, après extrapolation du fond continu, nous mettons en évidence (courbe bleu) les signaux caractéristiques des excitations des niveaux atomiques profonds vus par le détecteur dans la zone sondée. Ces signaux ont la forme de seuils dont la position en énergie correspond approximativement à l'énergie de liaison de la couche atomique excitée. Sont donc visible sur la figure 2.34 dans l'ordre des pertes d'énergies croissantes : le seuil $M_{4,5}$ de l'indium à 443 eV (excitation d'électrons 3_p), les seuils $L_{2,3}$ du gallium et de l'arsenic respectivement à 1115 et 1323 eV (excitation d'électrons 2_p) et le seuil K de l'aluminium à 1560 eV (excitation d'électrons 1_s). On note l'aspect fortement bruité du seuil d'indium. Ceci est dû à une faible concentration de cet élément dans la zone balayée. La signature spectroscopique des éléments Ga et As est bien celle attendue pour le GaAs. Enfin, l'exploitation du signal de l'aluminium sera difficile en raison de son recouvrement avec la réponse spectroscopique des éléments Ga et As.

Nous présentons sur la figure 2.35 les cartographies chimiques pour chacun des éléments III déduites du spectre image acquis sur une zone barrière / puits / barrière de l'échantillon ART540, dont une image HAADF est présentée. Le code couleur est uniquement présent pour faciliter l'affichage, il n'est pas représentatif de la composition.

Sur ces cartographies, on observe distinctement la couche d'indium dans le puits, ainsi que les couches de confinement de part et d'autre du puits de par la diminution du signal de $Ga - L_{2,3}$. Afin de remonter à une information semi-quantitative de la composition chimique de chacune de ces couches, nous avons extrait les profils d'intensité le long de l'axe de croissance en moyennant sur quinze lignes orthogonales aux couches. Le signal a ensuite été corrigé des éventuelles variations d'épaisseur, en première approximation, en le normalisant par l'intensité totale du spectre en chaque position de sonde. Il a alors été divisé par la section efficace d'excitation des niveaux atomiques mis en jeu, calculée dans le cadre du modèle d'Hartree-Slater, pour chaque élément (cf. équation (2.15)). Finalement, nous présentons sur la figure 2.36 et la figure 2.37 le profil de chaque élément III divisé par le profil de l'arsenic pour les échantillons ART540 et ART542. Cette dernière étape permet une analyse relative de la

composition entre chaque élément III et l'élément V (As) pour chaque position de sonde, n'ayant pas connaissance de l'intensité du faisceau incident (cf. équation (2.15)).

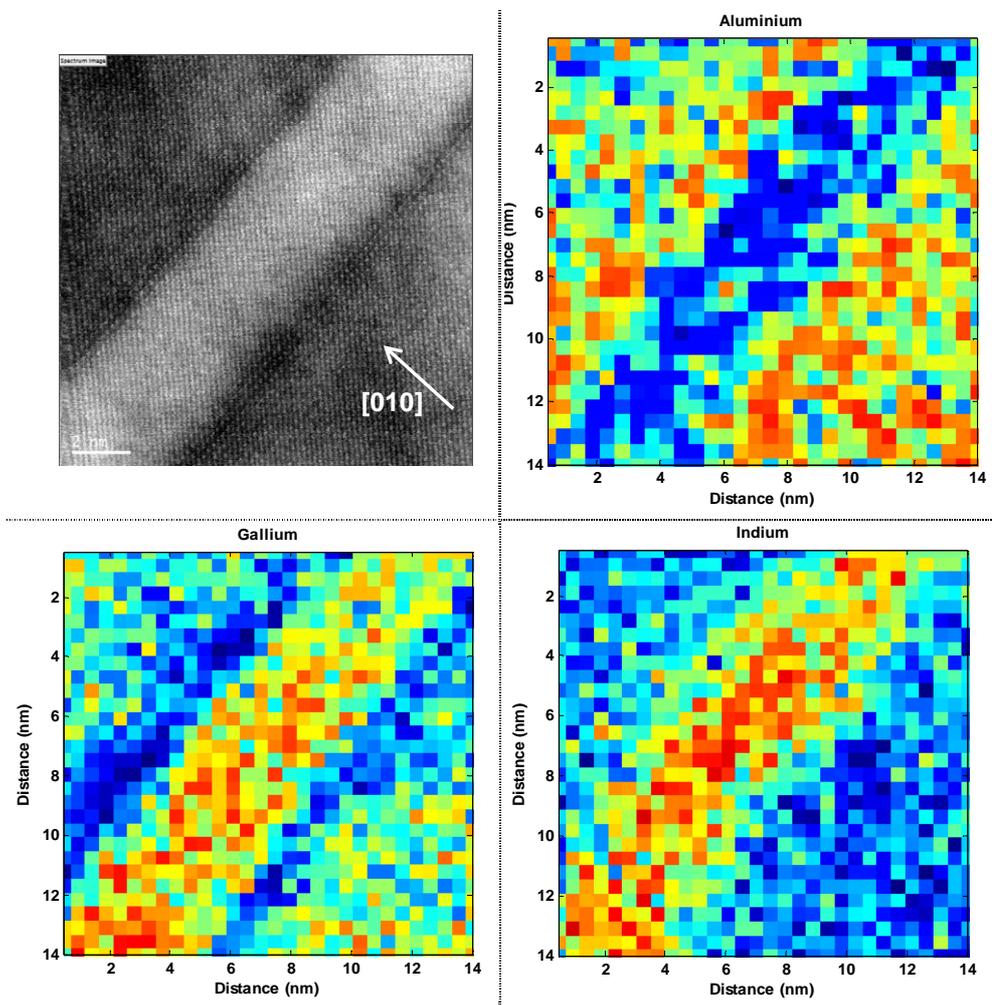


Figure 2.35 : Échantillon ART540 ; haut gauche : image HAADF de la zone analysée ; haut droite : cartographie EELS du seuil K de l'aluminium ; bas gauche : cartographie EELS du seuil $L_{2,3}$ du gallium ; bas droite : cartographie EELS du seuil $M_{4,5}$ de l'indium. Spim de 30x30 (0,47 nm par pixel) avec un temps d'intégration de 500 ms.

Les paragraphes qui suivent sont consacrés à la discussion autour de la figure 2.36 et la figure 2.37. Les barres d'erreur présentes sur les figures sont uniquement dues aux incertitudes sur les sections efficaces calculées, les incertitudes liées à la modélisation du fond continu et donc aux intensités déduites suite au recouvrement de plusieurs seuils ne sont pas incluses. Compte tenu des fluctuations de signal dans les couches massives (barrières), nous estimons que les incertitudes de mesure sont de $\pm 5-10\%$. Par ailleurs, l'aluminium n'a pas pu être évalué sur l'ART542, car le spectre en énergie que nous avons enregistré n'est pas assez étendu pour extraire correctement le seuil K de l'aluminium. Et comme la règle d'alliage ($[Al]+[Ga]+[In]=1$) n'est pas strictement respectée sur les données de l'ART540 ($\pm 15\%$), nous ne pouvons pas utiliser cette dernière pour estimer la composition d'aluminium sur l'échantillon ART542.

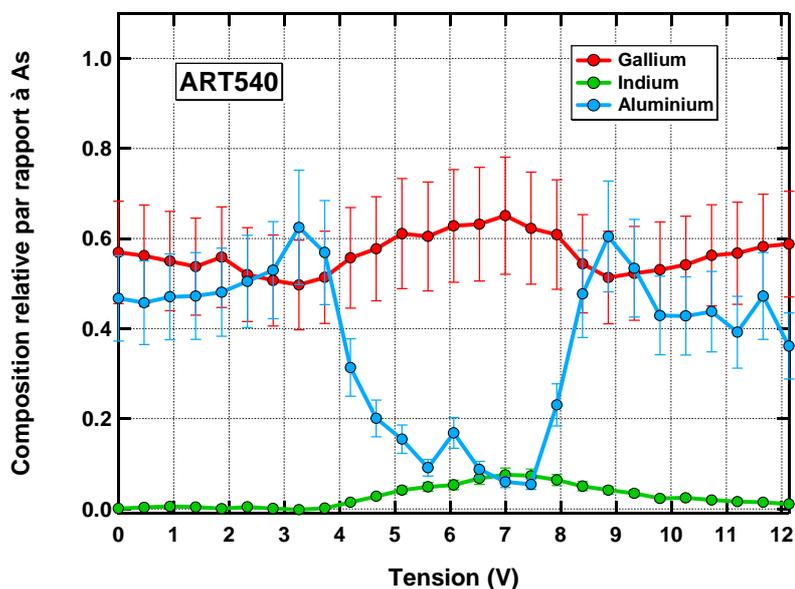


Figure 2.36 : Profil de composition en gallium, indium et aluminium de l'ART540 ($T_s = 500\text{ °C}$) déduit à partir de l'analyse EELS ; les barres d'erreur sont uniquement dues aux incertitudes sur les sections efficaces calculées (pas de la sonde : 0,47 nm)

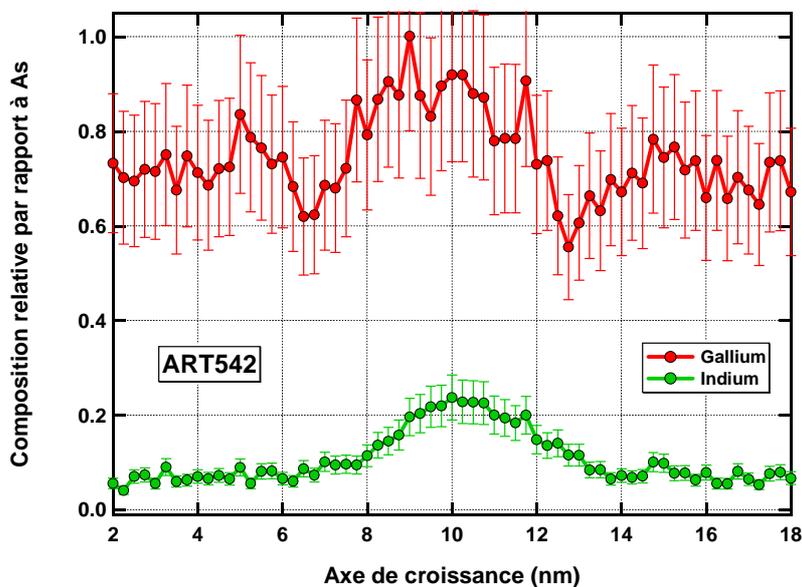


Figure 2.37 : Profil de composition en gallium et indium de l'ART542 ($T_s = 450\text{ °C}$) déduit à partir de l'analyse EELS ; les barres d'erreur sont uniquement dues aux incertitudes sur les sections efficaces calculées (pas de la sonde : 0,25 nm)

Une fois encore nous distinguons clairement les barrières, les couches de confinement et le puits. En revanche, les couches tampon (nominalement en GaAs) ne sont pas visibles. Le contraste entre ces différentes couches est plus marqué sur l'échantillon épitaxié à basse température. De plus, nous observons sur l'échantillon ART540 que les maxima des profils d'indium et de gallium sont décalés vers la surface (par rapport au centre du puits). Tandis que sur l'ART542 ces couches semblent symétriques par rapport au milieu du puits.

Compte tenu des incertitudes liées à la mesure et au dépouillement, nous obtenons des valeurs de composition qui sont en accord avec les quantités attendues dans les barrières massives ($\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$). Ainsi, sur l'ART540, on relève quasiment 55^{±15} % de gallium (70^{±15} % sur l'ART542) et 45^{±15} % d'aluminium dans les barrières. Si l'on s'intéresse aux couches de confinement en aluminium, on observe que celles-ci présentent une composition similaire pour l'oreille aval et amont. En termes de composition nous mesurons une teneur de 60^{±15} % d'aluminium. Ces valeurs sont plus faibles que les 80-90% d'aluminium prévus par la simulation. Néanmoins, suite à la discussion sur le temps d'actionnement des caches dans le bâti d'épitaxie, nous concevons aisément que les flux d'atomes envoyés sur le substrat soient inférieurs aux flux nominaux, réduisant d'entrée la concentration en aluminium. En ce qui concerne l'ART542, le plus fort contraste observé sur le signal de gallium entre la barrière et le puits indique probablement une teneur en aluminium plus importante dans les couches de confinement que pour l'échantillon ART540.

Comme attendu, nous observons une composition d'indium nulle en dehors du puits sur l'ART540, contrairement à l'ART542 où nous obtenons une valeur résiduelle autour de 6 %. En effet, l'ART542 présente une oxydation en surface. Or le seuil K de l'oxygène et le seuil $M_{4,5}$ de l'indium se superposent (cf. figure 2.14), il n'est pas possible de les distinguer au vu des concentrations mises en jeu. C'est pourquoi nous présentons sur la figure 2.38, la composition d'indium de l'ART542 dont nous avons soustrait l'offset lié à l'oxygène. Cette figure présente également le profil d'indium de l'ART540.

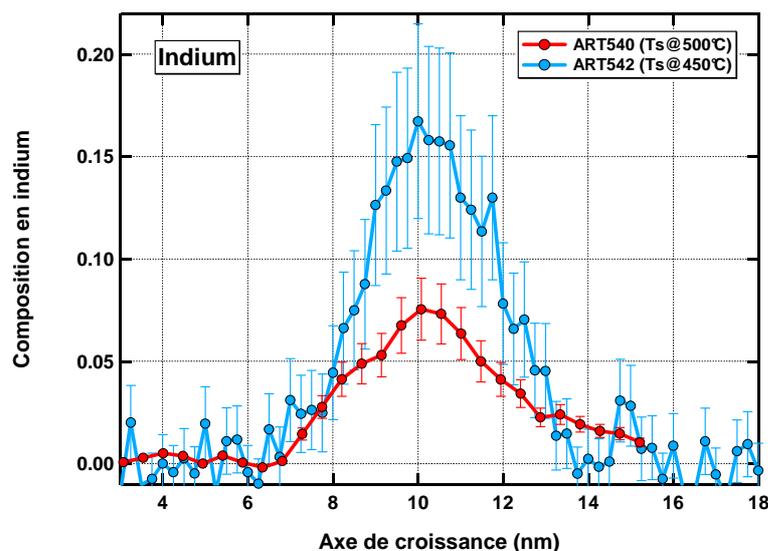


Figure 2.38 : Composition d'indium de l'ART540 et de l'ART542 (corrigé de l'offset induit par l'oxydation de surface) déduites de l'analyse EELS

La diminution de la température de croissance entre l'ART540 et l'ART542 entraîne une augmentation de la concentration d'indium au centre du puits, la tendance qu'a l'indium à ségréger vers la surface ne se retrouve pas sur l'échantillon épitaxié à 450 °C. En conséquence, la composition au pic passe de 8 à 16 %, ce qui est proche de la valeur nominale de la couche ($\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$). Toutefois, on remarque que la quantité totale d'indium entre les deux courbes n'est pas identique. Cette différence de surface entre les deux courbes pourrait s'expliquer par les incertitudes de mesures et/ou par une légère désorption pour l'ART540 dans le cas où la température de croissance eut été supérieure à la température de consigne. Néanmoins, au vu de ces résultats, il nous apparaît qu'une température de 450 °C conduit à un profil de composition plus proche du profil nominal.

Conclusion de chapitre

Au cours de ce chapitre, nous nous sommes intéressés au cœur des QWIPs, c'est-à-dire au matériau qui compose le puits quantique. Nous avons détaillé l'analyse structurale de l'hétérostructure AlGaAs / InGaAs dans le cadre bien particulier des détecteurs contraints à double barrière. En effet, ces composants présentent la double problématique d'utiliser une couche d'indium contrainte en compression sur GaAs, mais aussi des couches de confinement de seulement quelques Angströms.

En nous appuyant sur les caractéristiques électro-optiques macroscopiques, nous avons mis en avant les différences entre le profil de composition nominal et le profil réel. Nous avons identifié la ségrégation comme contribution principale à la non-idéalité du profil. Puis, nous avons présenté un modèle de calcul de la ségrégation des dopants et des éléments III. Cette modélisation rend compte du blocage cinétique des échanges verticaux avec la température de croissance. Implémenté au sein du programme METIS, cet outil de simulation nous permet d'accroître notre capacité de simulation des QWIPs contraints à double barrière.

La deuxième partie du chapitre a principalement porté sur une étude expérimentale de l'évolution du profil de composition des DBS QWIPs avec la température de croissance. Comme nous l'avons notamment montré pour le SIMS, les très fines couches utilisées dans ces échantillons rendent inappropriées les techniques d'analyse standard. Néanmoins, en utilisant différentes méthodes liées à la microscopie électronique en transmission, nous avons pu accéder à certaines informations. En particulier, nous avons montré que les couches de confinement de part et d'autre du puits ne sont pas en AlAs, mais plutôt en AlGaAs. Quant à leurs épaisseurs, les images HAADF haute résolution montrent que les *oreilles* restent confinées dans les deux monocouches nominales pour une température de croissance inférieure à 450 °C. Nous avons par ailleurs montré qu'à la même température, la couche d'InGaAs au centre du puits se symétrise, se recentre et atteint sa composition nominale. Enfin, grâce à l'imagerie TEM conventionnelle nous nous sommes assurés de l'absence de tout défaut lié à la contrainte dans les couches QWIPs MW étudiées.

Les informations recueillies lors de cette étude nous ont permis d'une part de lever le doute sur certains aspects des DBS QWIP (confinement des oreilles, composition du puits en

indium, présence de défauts) et d'autre part d'accroître notre capacité de simulation des QWIPs contraints à double barrière. Nous verrons notamment dans le cinquième chapitre que grâce à ces structures, nous obtenons des performances qui font l'état de l'art des QWIPs MW.

Chapitre 3 :

TRANSPORT ELECTRONIQUE EN REGIMES SPECIFIQUES

Ce premier chapitre de transport électronique concerne les régimes spécifiques que sont le transport par effet tunnel séquentiel résonant et le régime de transport sous fort champ. Nous considérons ces régimes comme spécifiques, car la grande majorité des détecteurs QWIPs sont utilisés dans des conditions opérationnelles telles que le mode de transport dominant est dû aux courants thermoïonique ou optique (cf. chapitre 4).

Malgré les importantes différences de structure, de matériaux et d'énergie de transition, nous allons montrer que ces régimes de fonctionnement sont communs à tous les échantillons QWIP en MW, LW et VLW. De plus, nous allons voir que bien qu'étudiés depuis le début des photodétecteurs infrarouges à multipuits quantiques, ces modes de transport sont encore loin d'être compris.

La première partie du chapitre est consacrée à l'étude du courant tunnel séquentiel résonant. Cette partie sera l'occasion pour nous de présenter les conclusions d'une étude théorique du courant tunnel résonant, puis de comparer ces résultats aux données expérimentales. Nous présenterons également l'impact de ce régime de transport sur la réponse et le bruit.

La deuxième partie du chapitre est dédiée au régime de transport sous fort champ et à basse température. Nous allons confronter les deux interprétations physiques de ce régime de transport aux résultats expérimentaux afin de d'essayer de conclure sur l'une ou l'autre des interprétations.

3.1 COURANT TUNNEL SEQUENTIEL RESONANT (TSR)

Au début des années 70 Esaki et Tsu^[123] ont proposé l'utilisation d'un métamatériau semiconducteur appelé superréseau. Ce matériau est constitué d'un empilement d'un grand nombre de fines couches semiconductrices de différents gaps. L'ensemble forme un cristal artificiel à une dimension où le transport est réalisé par l'intermédiaire de minibandes^[124]. Ces résultats théoriques concernent des superréseaux fortement couplés dans lesquels les fonctions d'onde s'étalent sur plusieurs périodes. Cependant, les premières démonstrations expérimentales ont été réalisées dans des superréseaux faiblement couplés^[125] dans lesquels les fonctions d'ondes sont localisées dans un ou deux puits. Dans ce type d'hétérostructure, le transport s'effectue par effet tunnel séquentiel résonant.

Les QWIPs sont des superréseaux faiblement couplés, c'est pourquoi nous allons consacrer ce début de chapitre au courant tunnel séquentiel résonant (TSR). Dans un premier temps, nous allons mettre en évidence ce régime de transport sur les caractéristiques courant-tension, puis nous nous intéresserons à sa modélisation. La seconde partie est consacrée à l'évolution du courant TSR en fonction du dopage et de l'épaisseur de barrière. Enfin, nous concluons cette partie par une étude comparative entre les résultats expérimentaux et les prévisions théoriques.

3.1.1 DENTS DE SCIE ET HYSTERESIS DANS LES CARACTERISTIQUES COURANT-TENSION

3.1.1.1 MISE EVIDENCE EXPERIMENTALE ET INTERPRETATION

Le courant tunnel séquentiel résonant est un régime de transport à basse température et à faible champ électrique. Le transport sous fort champ dans les QWIPs fait l'objet de la partie 3.2. Le régime de transport à haute température est développé dans le chapitre 4. Le niveau de courant TSR est généralement faible, c'est pourquoi la plupart des structures étudiées possèdent un faible confinement du niveau fondamental (épaisseur de barrière et/ou offset de bande faible) afin de faciliter les caractérisations expérimentales. La figure 3.1 présente la densité de courant d'obscurité de l'échantillon T180 en fonction de la tension. Le T180 est un échantillon VLW (réponse au pic à 17,3 μm) qui possède une faible barrière de potentiel (40 nm d' $\text{Al}_{0,125}\text{Ga}_{0,875}\text{As}$). La figure 3.2 présente la densité de courant d'obscurité et la résistance dynamique de l'échantillon T511 (34 nm de barrière en $\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$ et réponse au pic à 13,9 μm). La description complète des échantillons est donnée en annexe A.

La caractéristique courant-tension (IV) peut être décomposée en trois zones : une première phase d'accroissement du courant à faible tension, puis un plateau de courant sur une large plage de tension et enfin une deuxième phase d'augmentation du courant aux fortes tensions. Sur la figure 3.1, la branche rouge correspond à un balayage montant de la tension (0 V vers 1,7 V) alors que la branche bleue correspond à un balayage descendant (1,7 à 0 V). Nous observons une hystérésis au niveau du plateau, ce qui signifie qu'en fonction de l'*histoire* de la structure, le canal de conduction emprunté par les électrons change. La branche descendante de l'hystérésis présente un niveau moyen de courant plus bas que l'autre branche. Quant au domaine d'extension en tension du plateau, il est similaire pour les deux branches.

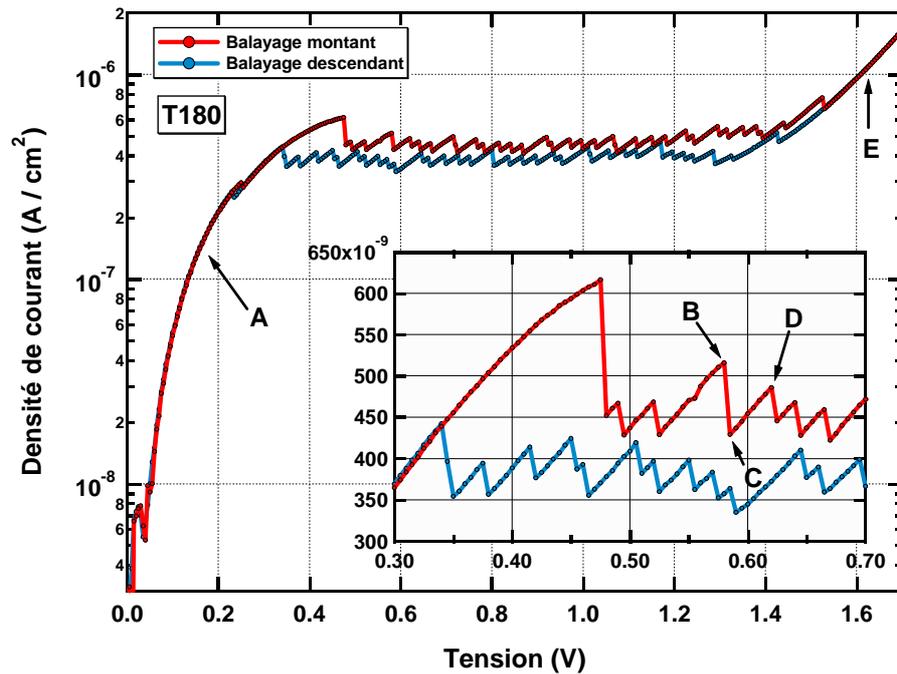


Figure 3.1 : Densité de courant d’obscurité du T180 à 25 K ; la branche du haut (en rouge) correspond à un balayage montant de la tension et la branche du bas (en bleu) au balayage descendant. L’insert présente un agrandissement du courant entre 0,3 et 0,7 V et les lettres sont des repères pour la figure 3.5

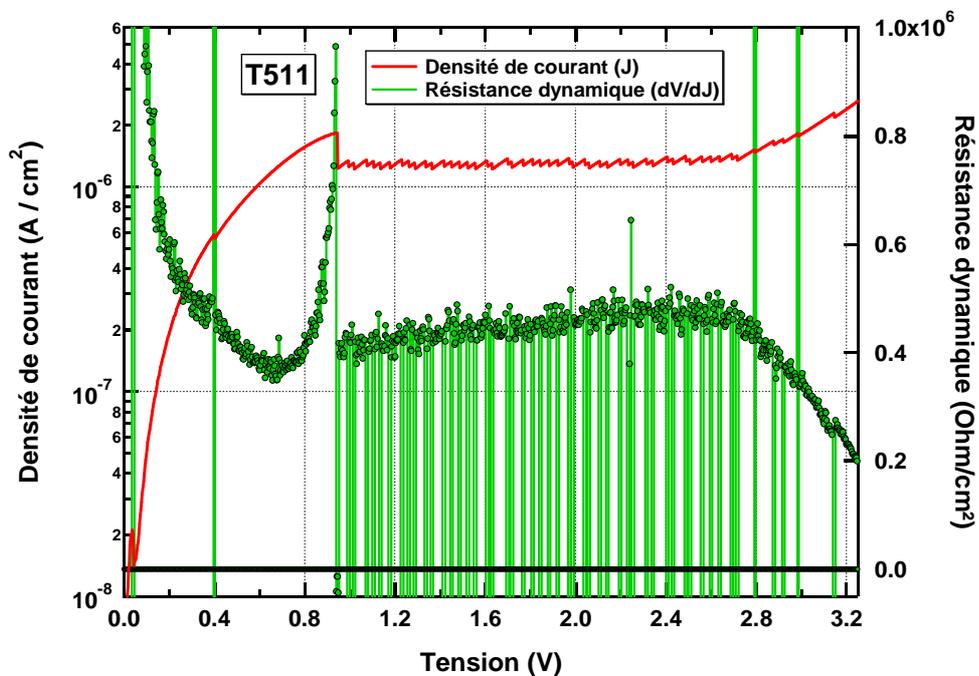


Figure 3.2 : Densité de courant d’obscurité (en rouge) du T511 à 25 K et résistance dynamique (en vert) en fonction de la tension en balayage montant

La figure 3.3 présente la densité de courant d'obscurité de l'échantillon T511 en fonction de la température. La résolution en tension de 50 mV est trop faible pour distinguer les dents de scie. En dessous de 34 K on observe une hystérésis entre les balayages montant et descendant, tandis que pour des températures plus importantes le transport électronique est dominé par le courant thermoionique. L'augmentation de la température de fonctionnement entraîne une translation des plateaux vers le haut. Cependant, le plateau inférieur (balayage descendant) se décale plus rapidement, de sorte que l'hystérésis se referme vers 34 K. On retrouve sur cette figure que le courant tunnel n'est pas activé thermiquement (cf. équation (1.12)). En régime tunnel, la réduction de la température de fonctionnement n'entraîne pas de diminution du courant d'obscurité.

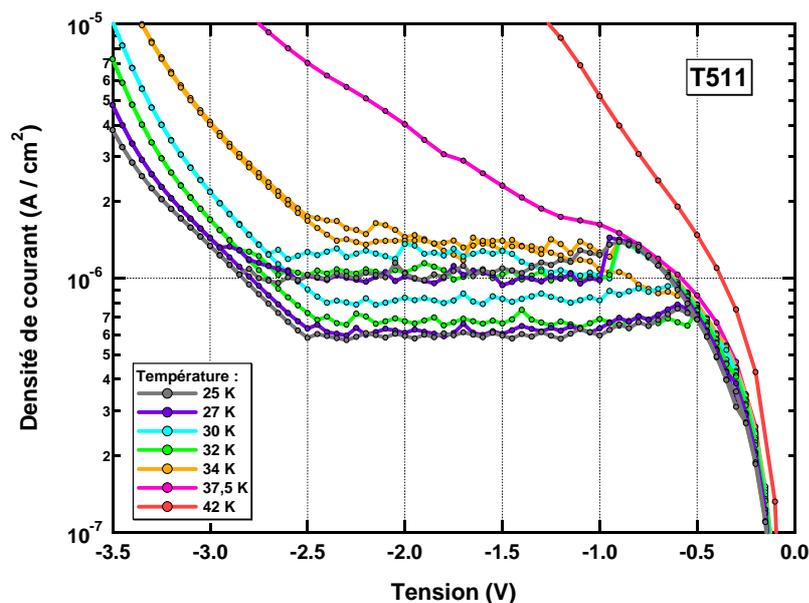


Figure 3.3 : Densité de courant d'obscurité du T511 en fonction de la température en balayage montant (plateaux supérieurs) et descendant (plateaux inférieurs)

Dans les paragraphes qui suivent, nous allons nous intéresser à l'interprétation des comportements observés expérimentalement^[125, 127, 128]. En régime tunnel séquentiel résonant, le transport électronique est limité par le courant tunnel résonant entre deux puits consécutifs. Ce courant est décrit par une IV locale dont la caractéristique principale est de comporter une résistance différentielle négative. Nous présentons l'IV locale du T511 sur la figure 3.4, le détail du calcul de l'IV locale fait l'objet de la partie 3.1.1.2.

Dans leur premier article, Esaki *et al.*^[125] interprètent le courant tunnel séquentiel résonant par l'existence de deux domaines de champ électrique au sein de la couche active :

- Un domaine avec un faible champ (LF : Low Field) où le transport s'effectue par effet tunnel résonant entre les états fondamentaux de deux puits consécutifs,
- un deuxième domaine avec un fort champ (HF : High Field) où le transport a lieu par effet tunnel résonant entre le niveau fondamental d'un puits n et le niveau excité du puits $n+1$.

Ce n'est que plus tard^[129,130] que l'on proposa comme interprétation un courant non résonant dans la zone de fort champ afin de respecter la règle de conservation du courant dans la structure.

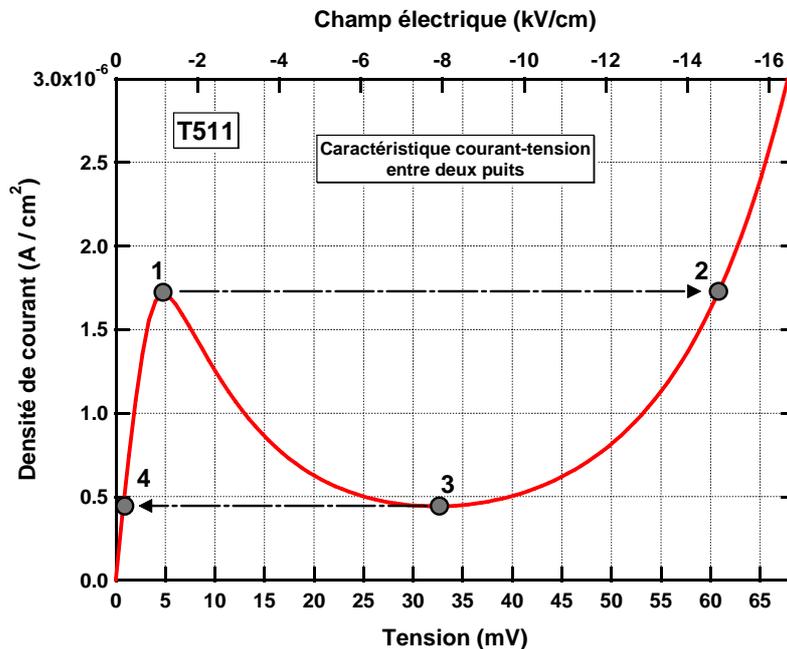


Figure 3.4 : Caractéristique courant-tension locale calculée entre deux puits consécutifs du T511 à 25 K

La figure 3.5 est une description schématique des différentes étapes de la caractéristique courant-tension en régime TSR. Les schémas A à E correspondent aux repères placés sur la figure 3.1.

Le repère A se situe dans la première phase d'accroissement du courant avec la tension, la tension appliquée aux bornes du détecteur est répartie uniformément sur l'ensemble des périodes. Le décalage des niveaux fondamentaux favorise les électrons qui descendent la structure (de gauche à droite sur la figure 3.5) au détriment de ceux qui remontent, ce qui induit une augmentation du courant total.

Le repère B se trouve juste avant une discontinuité. On observe sur le schéma les deux domaines de champ de part et d'autre d'un domaine de charge où les électrons se sont accumulés. Dans cette situation, tous les puits de la zone LF se trouvent au point 1 sur l'IV locale (cf. figure 3.4), alors que les puits en zone HF se trouvent au point 2. En accord avec la référence [124], nous avons schématiquement fait débiter la zone de fort champ du côté collecteur.

Le repère C se situe juste après la discontinuité. La couche d'accumulation qui se trouvait dans les puits n+1 au repère B s'est maintenant déplacée dans le puits n. Etant donné que la tension en B et C est identique et que la chute de tension sur une période en zone HF est plus importante qu'en LF, le champ moyen dans chacune des zones a diminué. Du point de vue de l'IV locale, cela signifie que les puits en zone LF (HF) se trouvent sur un point précédant le repère 1 (2).

Après cela, toute tension supplémentaire aux bornes de la couche active va se répartir dans chacune des zones (en fonction des résistances dynamiques des zones) sous la forme d'une augmentation uniforme du champ. Cette situation est illustrée par le repère D.

Finalement, à fort champ la zone HF s'est étendue à toute la structure comme illustré par le schéma E.

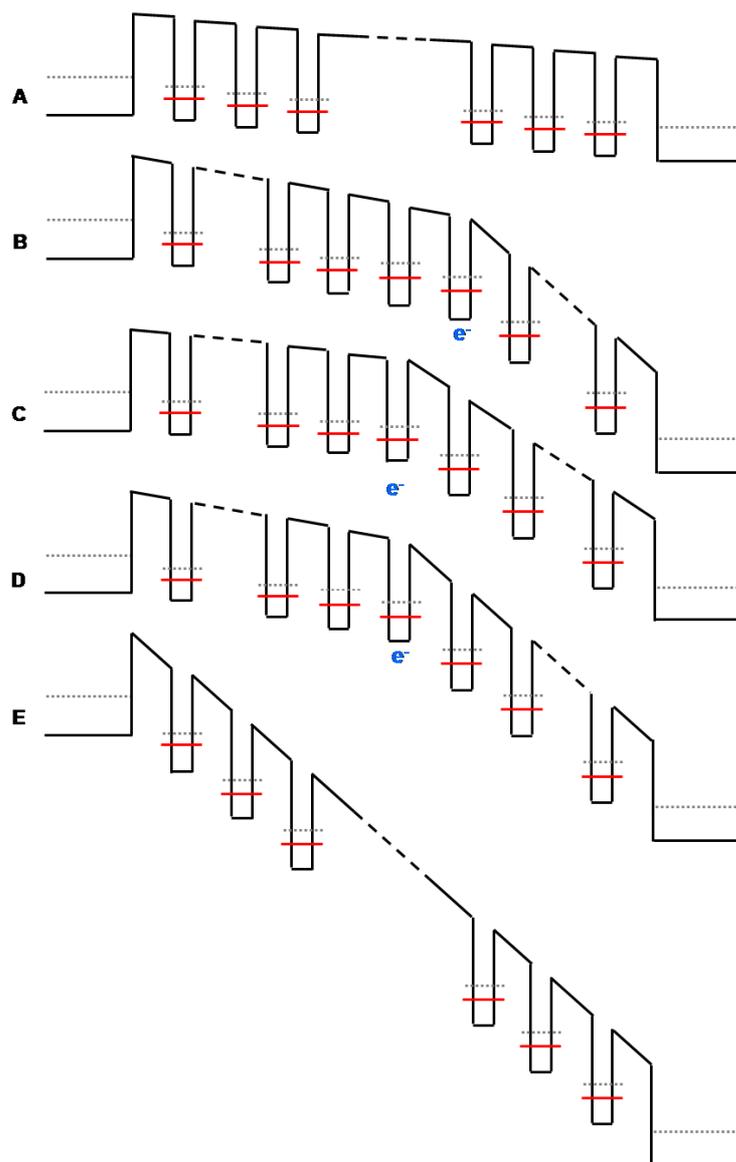


Figure 3.5 : Diagramme de bande schématisé pour les différents points de la figure 3.1

Quand la tension baisse, la même évolution en dents de scie est observée. Néanmoins, les points de décrochage sur la caractéristique courant-tension locale ne sont plus 1 et 2 mais 3 et 4. C'est ce qui explique l'hystérésis de la figure 3.1. Ainsi, le niveau de courant du plateau haut correspond au pic de l'IV locale (repère 1) et le niveau du plateau bas nous indique le courant de vallée (repère 3).

3.1.1.2 MODELISATION

Nous avons effectué cette étude du courant tunnel séquentiel résonant dans les QWIPs en collaboration avec l'ONERA (DOTA/CIO). Dans ce manuscrit, nous allons nous concentrer sur la modélisation du courant tunnel local entre deux puits, tandis que le comportement général de la caractéristique courant-tension sera plus amplement détaillé dans le manuscrit d'Emmanuel Lhuillier.

La simulation de l'IV générale a été proposée dans la littérature par Wacker^[124], elle repose sur l'équation de conservation de la charge (3.1), sur l'équation locale de Maxwell-Gauss (3.2) et sur la conservation de tension aux bornes (3.3) :

$$e \cdot \frac{dn_s[n]}{dt} = J_{n-1 \rightarrow n} - J_{n+1 \rightarrow n} \quad \text{pour } n = 1, \dots, N \quad (3.1)$$

$$e \cdot (N_D[n] - n_s[n]) = \epsilon_0 \cdot \epsilon_R \cdot (F[n+1] - F[n]) \quad \text{pour } n = 1, \dots, N \quad (3.2)$$

$$V(t) = \sum_{n=0}^N F[n] \cdot L_B \quad (3.3)$$

avec $N_D[n]$ le dopage du puits n (en cm^{-2}), $F[n]$ le champ sur la barrière n (en $\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$), ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide (en $\text{C} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$) et ϵ_R la permittivité diélectrique relative des barrières. Aux équations précédemment citées, il faut ajouter les conditions aux limites imposées par les contacts. La modélisation des contacts se fait par l'intermédiaire de puits fictifs de part et d'autre de la structure, dont les populations n_0 et n_{N+1} sont fixées à :

$$n_0 = (1 + c) \cdot N_D \quad (3.4)$$

Avec N_D la densité de dopage 2D et c un paramètre ajustable. La résolution du système se fait de manière itérative en partant d'une tension ou la distribution est connue (*i.e.* à zéro volt ou à fort champ). Pour chaque tension, on résout temporellement le système de manière itérative jusqu'à ce que la valeur du courant converge. La description complète de l'algorithme de calcul pourra être trouvée en référence [131]. Toutefois, afin de pouvoir résoudre le système, il faut se munir d'une expression pour le courant tunnel résonant qui permette de rendre compte du phénomène de RDN présenté figure 3.4.

Le transport électronique dans un superréseau sous champ est un problème particulièrement compliqué à traiter. Il faut tenir compte à la fois du couplage entre les puits ($\hbar\Omega$), du champ électrique ($eFd = \epsilon$) et des mécanismes de diffusions ($\gamma = \hbar/T_2$), avec T_2 le temps de cohérence des électrons sur la sousbande. Wacker propose un traitement complet du problème en utilisant le formalisme des fonctions de Green^[124]. Le lecteur intéressé par ce développement théorique complexe pourra se référer à la revue de Wacker. Pour notre part, nous avons suivi l'approche proposée par Kazarinov et Suris^[132], puis généralisée par H. Willenberg *et al.*^[133]. Ces auteurs ont choisi le formalisme de la matrice densité pour traiter le problème du transport dans les superréseaux. La description théorique complète est présentée dans la référence [134], nous présentons uniquement ici le résultat final. La figure 3.6 présente un schéma du système à deux niveaux correspondant à l'expression du courant tunnel résonant (3.5), c'est-à-dire pour $\epsilon < 0$. L'expression du courant pour $\epsilon > 0$ est donnée par l'équation (3.6).

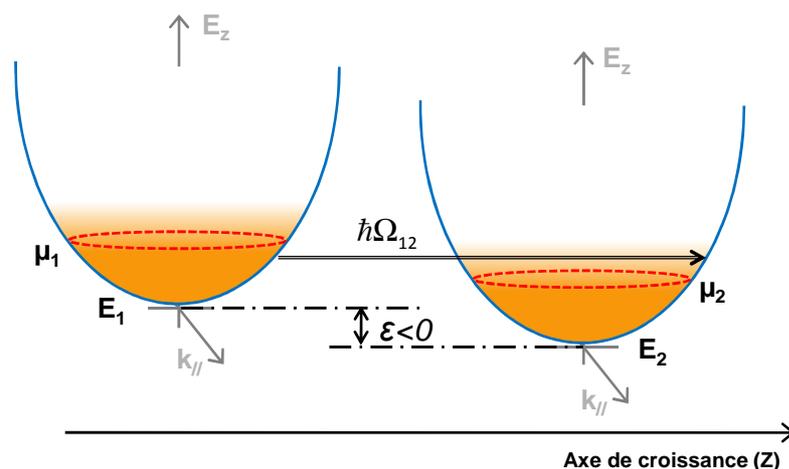


Figure 3.6 : Description schématique du système à deux sous-bandes considéré pour le courant tunnel résonant

Pour $\varepsilon < 0$:

$$J_{1 \rightarrow 2}(\varepsilon < 0) = \frac{2e|\hbar\Omega_{12}|^2}{\hbar} \cdot \rho_0 k_B T \cdot \frac{\gamma}{\varepsilon^2 + \gamma^2} \cdot \log \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{\mu_2 - E_1}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{\mu_1 - E_1}{k_B T}\right)} \right] \quad (3.5)$$

Pour $\varepsilon > 0$:

$$J_{1 \rightarrow 2}(\varepsilon > 0) = \frac{2e|\hbar\Omega_{12}|^2}{\hbar} \cdot \rho_0 k_B T \cdot \frac{\gamma}{\varepsilon^2 + \gamma^2} \cdot \log \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{\mu_2 - E_1 - \varepsilon}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{\mu_1 - E_1 - \varepsilon}{k_B T}\right)} \right] \quad (3.6)$$

avec :

$$\varepsilon = E_2 - E_1 \quad (3.7)$$

Les termes E_i et μ_i correspondent respectivement à l'énergie perpendiculaire et au potentiel chimique de la sous-bande i . Les termes, ρ_0 et γ sont la densité d'états 2D dans le puits et l'élargissement des niveaux du aux diffusions. Pour finir, le terme $\hbar\Omega_{12}$ correspond à l'énergie de couplage à travers la barrière, il est égal au quart de la largeur Δ de la minibande et à la moitié de la différence d'énergie à l'anticroisement^[124]. Ce paramètre varie de manière exponentielle avec l'épaisseur et le potentiel de la barrière. Les énergies d'anticroisement sont calculées par le module "Schrödinger" du programme METIS.

Le courant s'écrit comme le produit d'un terme de population (logarithme) et d'un terme de couplage (lorentzienne). Nous présentons sur la figure 3.7 l'allure de ces termes en fonction de la tension. Les deux sous-bandes considérées sont identiques, ce qui correspond à un courant entre niveaux fondamentaux. La dépendance en dopage et élargissement sera discutée dans le paragraphe suivant.

À zéro volt, le terme de population est nul, car tous les états d'arrivés sont pleins. Aux faibles tensions, le décalage des sous-bandes induit une augmentation linéaire du terme de population jusqu'à ce que la tension soit égale à l'énergie de Fermi. Puis, une fois ce point de tension dépassé, tous les états d'arrivée sont libres et le terme de population sature. Le terme de couplage quant à lui est une lorentzienne centrée en $\epsilon = 0$ et de largeur à mi-hauteur γ .

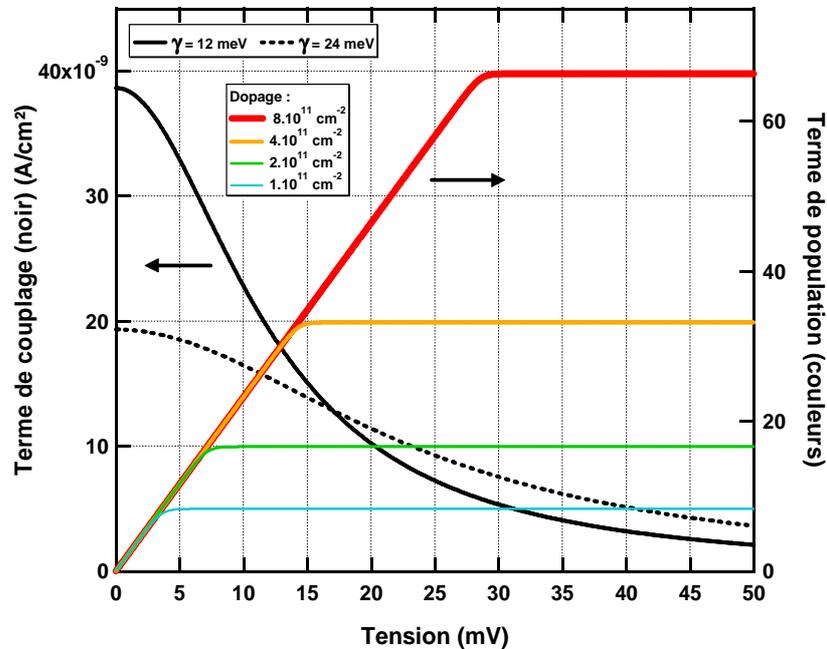


Figure 3.7 : Tracé des termes de population (axe de droite) et de couplage (axe de gauche) en fonction du dopage (couleur) et de l'élargissement (noir) pour des sous-bandes identiques.

En conséquence, une configuration où le dopage des puits est identique (*e.g.* E_1 vers E_1) à un maximum de courant décalé par rapport à zéro afin que le terme de population soit non nul. Alors que dans la situation où un puits est plein et l'autre vide (*e.g.* E_1 vers E_2), le maximum de courant correspondra au maximum de la lorentzienne. La figure 3.8 présente le tracé de ces équations dans les deux configurations en fonction d'épsilon ($\epsilon = E_2 - E_1$).

L'IV locale utilisée pour la modélisation globale (cf. figure 3.4) comporte la contribution du courant tunnel résonant entre états fondamentaux, ainsi que la contribution due au courant tunnel résonant entre l'état fondamental du puits n et l'état excité du puits $n+1$.

Nous présentons sur la figure 3.9 l'évolution du maximum de courant tunnel résonant en fonction du dopage des puits et de l'élargissement dans la configuration symétrique ($N_D \Rightarrow N_D$). On s'intéresse au maximum de l'IV locale, car c'est cette valeur qui détermine le niveau de courant du plateau tunnel en balayage montant.

Pour les faibles dopages, on observe un accroissement linéaire du courant avec la population des sous-bandes, tandis qu'à fort dopage il y a une saturation du courant. En parallèle, on observe que la différence de tension nécessaire pour atteindre le pic de courant augmente jusqu'à un dopage seuil, le même que pour le courant, à partir duquel la tension au pic reste constante. En outre, on remarque que la valeur d'épsilon dans la zone de saturation du courant est égale à l'élargissement gamma.

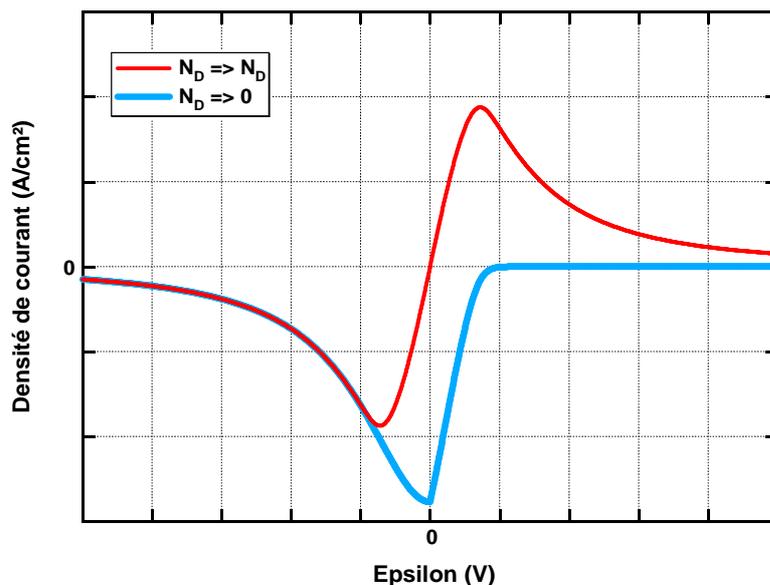


Figure 3.8 : Tracé des équations (3.5) et (3.6) dans le cas où les deux sous-bandes ont le même dopage (rouge) et dans les cas où la deuxième sous-bande est non dopée (bleu)

Comme on peut le voir sur la figure 3.7, l'effet du dopage sur le terme de population est de décaler la zone de saturation à plus haute valeur et plus forte tension. Si on considère uniquement la partie linéaire du terme de population (commune à tous les dopages), il existe un point de tension optimum qui maximise son produit avec la lorentzienne du terme de couplage. En dérivant analytiquement les expressions (3.5) et (3.6) on peut montrer qu'il y a un maximum quand la tension est égale à l'élargissement γ . Ainsi, pour des dopages tels que $E_F(N_D) > \gamma$, l'augmentation du terme de population n'a pas de conséquence sur le courant, car le maximum du courant se trouve dans la partie linéaire. Au contraire, pour des dopages tels que $E_F(N_D) < \gamma$, le maximum du courant se trouve limité par la valeur de saturation du terme de population.

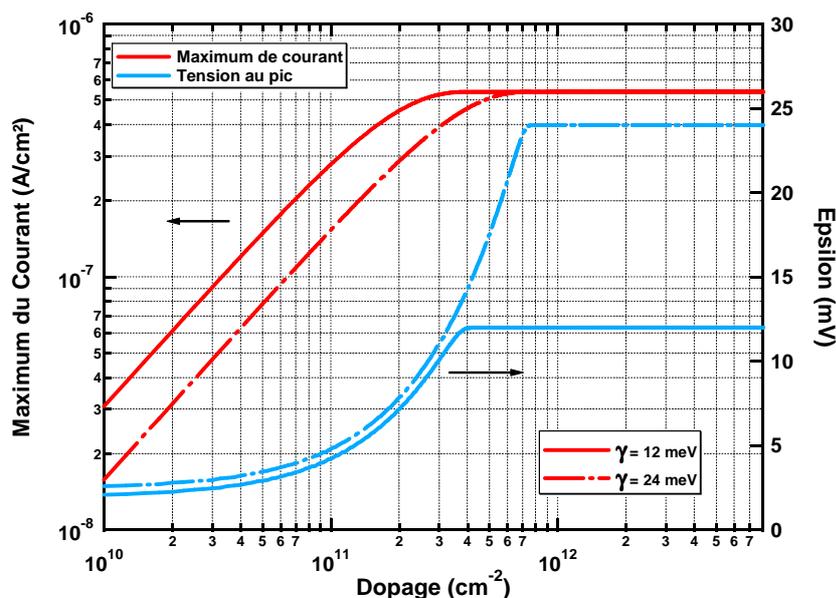


Figure 3.9 : Évolution du maximum de courant tunnel résonnant et de la tension au pic en fonction du dopage des sous-bandes pour $\gamma = 12$ meV et $\gamma = 24$ meV

En conséquence, c'est la valeur de l'élargissement qui fixe la transition en dopage entre les deux régimes du maximum de courant. Nous observons sur la figure 3.9 que le dopage seuil est au alentour de 4.10^{11} at.cm⁻² pour $\gamma = 12$ meV et de 7.10^{11} at.cm⁻² pour $\gamma = 24$ meV. Ces valeurs sont en accord avec les dopages de $3,4.10^{11}$ et $6,8.10^{11}$ at.cm⁻² calculés en utilisant la relation $E_F(N_D^{\text{seuil}}) = \gamma$. On notera que gamma influence uniquement le maximum du courant pour les dopages inférieurs à N_D^{seuil} .

3.1.2 ÉTUDE PARAMETRIQUE DU COURANT TUNNEL SEQUENTIEL RESONANT

Dans un premier temps, nous allons présenter une étude de l'évolution du courant TSR avec la largeur de barrière. Cette étude nous permettra de croiser les résultats de simulation avec les données expérimentales. De plus, nous nous appuierons sur ces échantillons pour présenter les caractéristiques de bruit et de réponse en régime TSR. Après quoi, nous détaillerons le comportement du plateau tunnel en fonction du dopage. Et pour finir, nous présenterons une comparaison quantitative du niveau de courant tunnel mesuré et calculé sur une plage de courant de huit ordres de grandeur.

3.1.2.1 ÉVOLUTION AVEC LA LARGEUR DE BARRIERE

ÉTUDE DU COURANT

L'étude porte sur une série de trois échantillons dont les structures sont quasiment identiques à une différence près, la largeur des barrières. Le T106, T107 et T108 ont respectivement une largeur de barrière de 15, 20 et 25 nm (cf. annexe A). Ces échantillons sont dopés 2.10^{11} cm⁻², ils répondent à 8,5 μ m et possède 40 périodes. La figure 3.10 présente leurs courants d'obscurité mesurés à 25 K pour un balayage en tension montant et descendant. La diminution de l'épaisseur des barrières induit une forte augmentation de l'énergie de couplage qui passe de 0,12 μ eV pour le T108 à 13 μ eV pour le T106. C'est pourquoi le niveau moyen du courant tunnel séquentiel résonant augmente de quatre ordres de grandeur entre les échantillons (cf. équations (3.5) et (3.6)). La figure 3.11 présente le résultat de la modélisation pour ces trois échantillons (calcul réalisé par E. Lhuillier à l'ONERA).

Dans les paragraphes qui suivent, nous allons effectuer une comparaison entre les résultats de simulation et les mesures expérimentales. On remarque en premier lieu que le niveau général de courant des plateaux calculés présente un très bon accord avec la mesure. Nous reviendrons sur cet accord quantitatif dans la section 3.1.2.3. En revanche, nous obtenons seulement un accord qualitatif sur l'allure générale des dents de scie et les hystérésis.

Le comportement en tension des plateaux est convenablement simulé pour les balayages montants, par contre, la simulation pour les balayages descendants échoue à rendre compte de l'expérience. Sur chacune des courbes expérimentales de la figure 3.10, à l'exception de la branche basse du T108, nous dénombrons 33 DDS avec un écart moyen de 92 meV, soit à peu près 60 % de l'énergie au pic. Côté simulation, les IVs en balayage montant présentent 38 sauts avec une séparation moyenne de 77 meV. La différence sur le nombre de décrochages provient

très certainement des effets de bords liés aux contacts, quant à l'écart sur la période il pourrait venir des incertitudes sur l'IV locale.

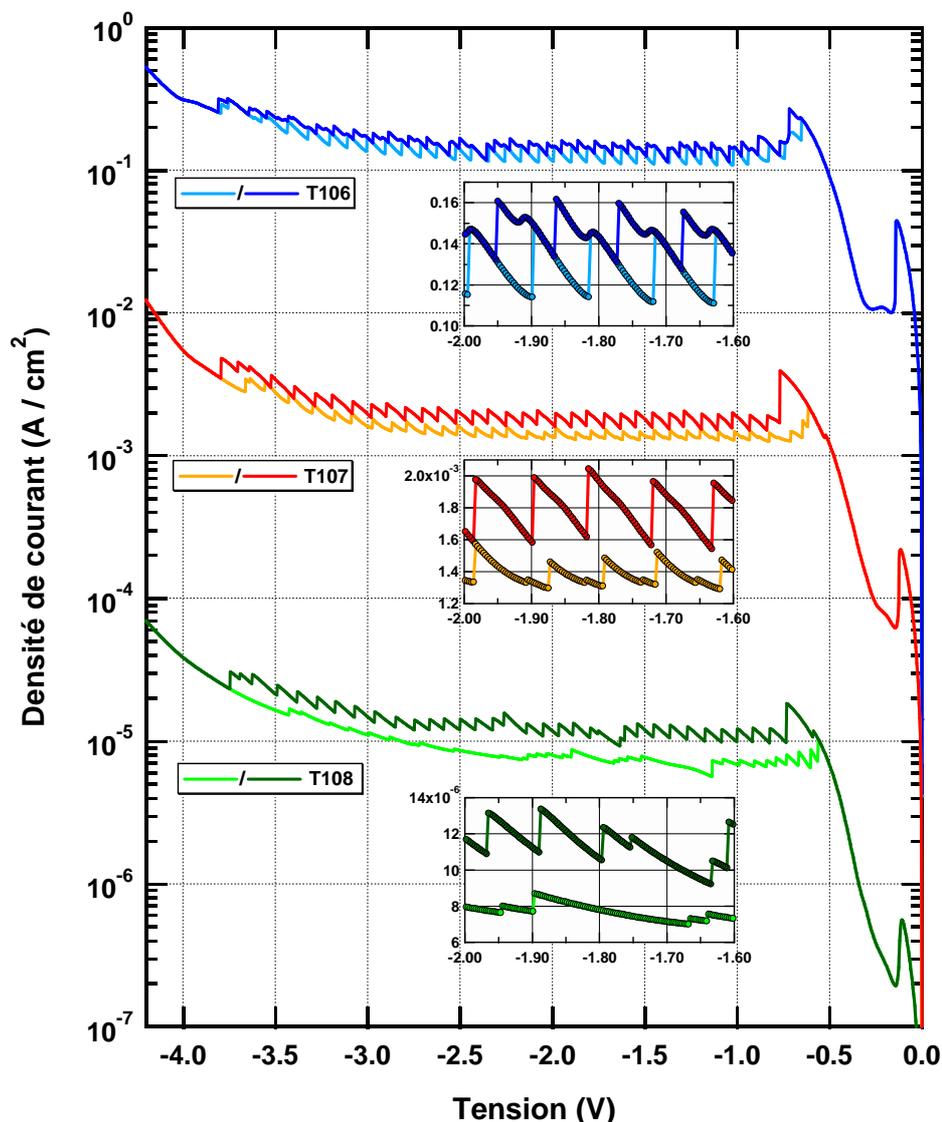


Figure 3.10 : Densité de courant d'obscurité à 25 K pour les échantillons T106, T107 et T108 en balayage montant et descendant ; en insert un agrandissement des dents de scie

En ce qui concerne l'amplitude des dents de scie, la simulation présente des variations relatives comprises entre 30 % pour les premiers décrochages et 5 % pour les derniers. Sur les courbes expérimentales nous relevons des variations comprises entre 20 et 10 %. Ces variations sont dues à la différence de résistance dynamique entre les zones HF et LF. Toutefois, dans les deux cas les variations restent faibles, ce qui indique une résistance différentielle similaire entre les points 1 et 2 de la figure 3.4. La quasi-égalité des résistances dynamiques des deux zones avait déjà été observée sur la figure 3.2.

Intéressons-nous maintenant à l'hystérésis. On remarque sur la figure 3.10 que l'écart de courant entre les branches diminue avec la réduction de l'épaisseur de barrière. En particulier, sur le T106, une importante partie des dents de scie se recouvrent en balayage montant et

descendant. Côté simulation, les hystérésis semblent légèrement se rapprocher, néanmoins cette tendance n'est pas aussi marquée que sur la figure 3.10. La fermeture de l'hystérésis signifie que le rapport pic/vallée sur l'IV locale tend vers l'unité. Or, la caractéristique courant-tension est déterminée par les relations (3.5) et (3.6) qui prennent uniquement en compte les transitions qui conservent le moment (\mathbf{k})^[124, 133]. Pourtant, en dehors des résonances, le courant est dominé par les transitions $\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'$ ^[124, 135] (impureté ionisée, phonon LO, rugosité d'interface, etc.). Pour cette raison, nous sous-estimons le courant de vallée et donc surestimons le rapport pic/vallée. Le calcul de ce courant de diffusion utilise une approche du type *Wannier-Stark hopping* qui nécessite un calcul numérique lourd^[136]. C'est pourquoi il n'a pas été implémenté dans la boucle de calcul.

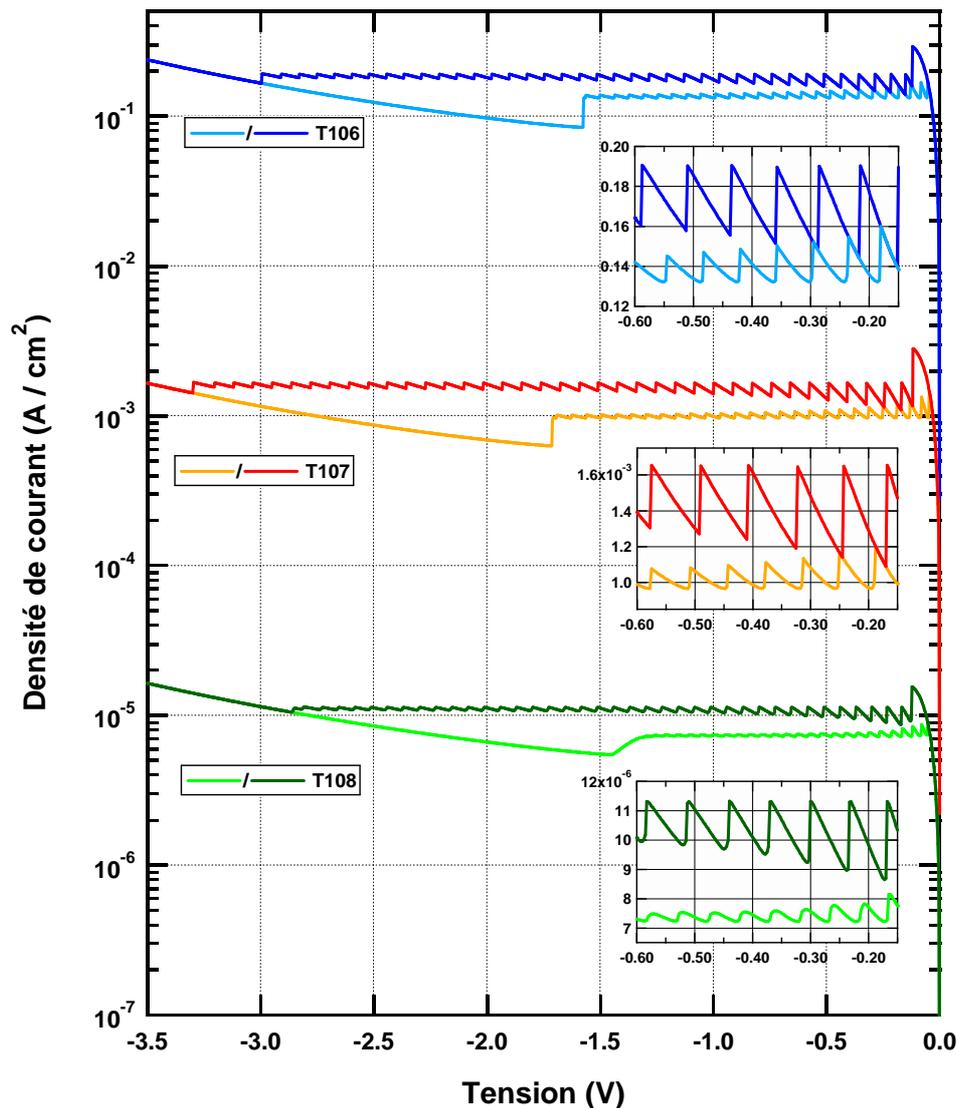


Figure 3.11 : Densité de courant d'obscurité simulée pour les échantillons T106, T107 et T108 en balayage montant et descendant ; en insert un agrandissement des dents de scie (calcul réalisé par E. Lhuillier à l'ONERA)

Pour finir, on observe sur la figure 3.10 et sur la figure 3.11 que le premier décrochage du plateau en balayage montant est plus important que le reste des DDS. Cet effet est plus marqué sur la branche haute que sur la branche basse. L'origine de ce décrochage n'a pas été étudiée

dans le cadre de cette thèse. Néanmoins, d'après les premiers résultats de simulation^[131], l'amplitude de cette première dent de scie semble liée aux conditions limites, c'est-à-dire aux contacts.

La figure 3.12 présente un agrandissement de la zone faible tension du courant d'obscurité pour les trois échantillons T106, T107 et T108. Cette figure met en avant un phénomène de RDN présent au début des caractéristiques courant-tension. Bien que ce phénomène soit présent dans la quasi-totalité de nos mesures (cf. figure 3.1 et figure 3.2), nous n'avons pas trouvé de document faisant mention dans la littérature des superréseaux faiblement couplés. Cependant, ce type de caractéristique nous rappelle les diodes à double barrière (DDB)^[135].

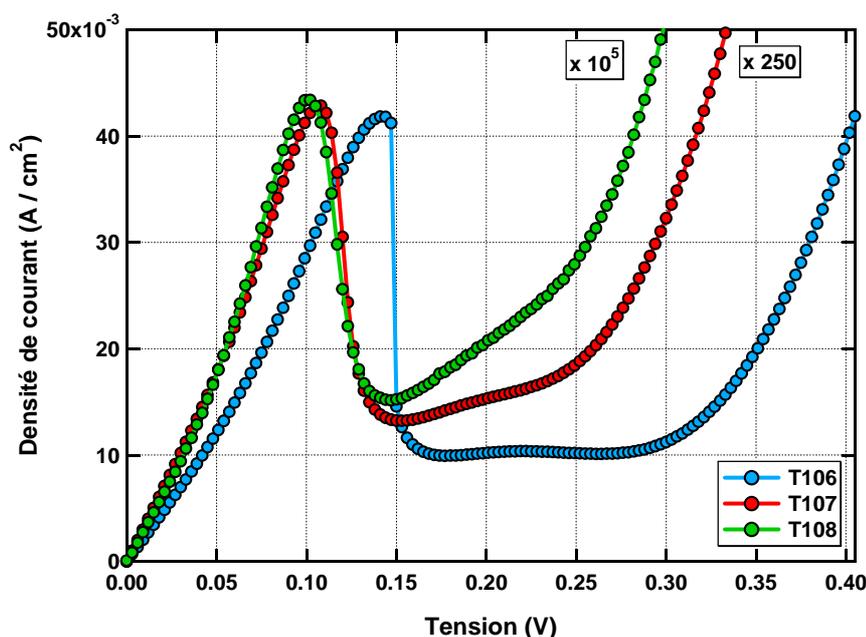


Figure 3.12 : Densité de courant d'obscurité à 25 K pour le T106, T107 (x250) et T108 (x10⁵)

Tout comme les DDBs, nos structures possèdent une zone tampon, non dopée, située entre la zone active et les contacts. Cette couche est prévue pour s'affranchir de la ségrégation des dopants dans la couche active. Cependant, sa présence du côté émetteur crée une zone d'accumulation de charge, qui, par l'intermédiaire du potentiel électrostatique, crée un niveau quantifié en amont de la couche active^[135]. L'alignement des états électroniques de la couche d'accumulation et du premier puits conduit à une injection du courant dans la structure à partir d'un réservoir électronique bidimensionnel. Nous observons sur la figure 3.12 que la zone de RDN est suivie par un pseudo-plateau dont l'extension dépend de l'épaisseur de la barrière d'injection. En outre, l'échantillon T106 ne présente pas une RDN mais plutôt une discontinuité. L'étude approfondie de cette région de l'IV n'a pas été abordée lors de ce travail de thèse.

La figure 3.13 présente la densité de courant d'obscurité et la résistance dynamique pour quelques périodes de l'échantillon T106. Cette figure met en exergue un effet de résistance différentielle négative au sein de chaque dent de scie. Ce comportement atypique a uniquement été observé sur cet échantillon. Afin d'étudier l'origine de ce phénomène, nous décomposons la couche active en trois ensembles. Les deux premiers correspondent aux deux zones de champ

HF et LF et le troisième est constitué de la zone de transition. Chaque domaine est une résistance à laquelle nous associons une hypothèse qui permet d'interpréter qualitativement les RDNs de la figure 3.13.

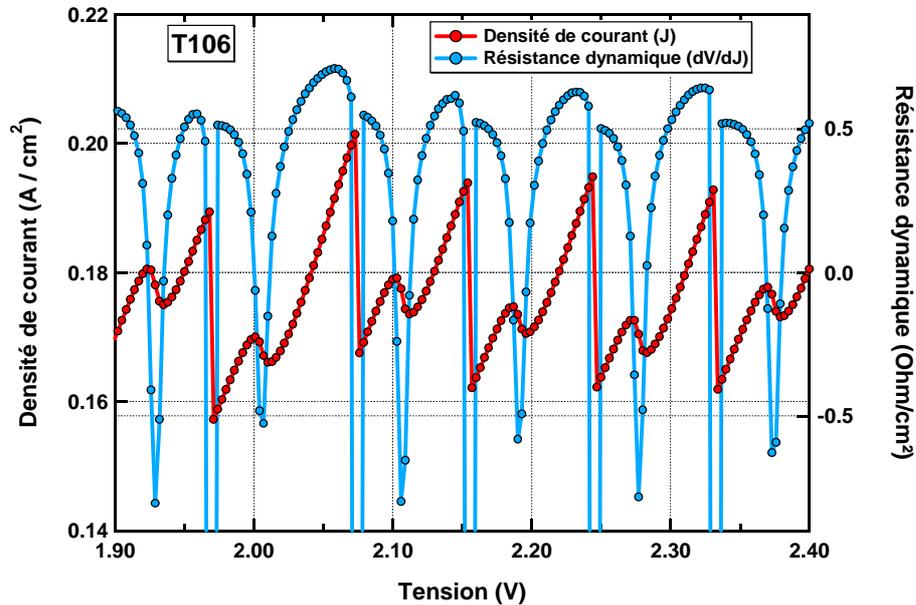


Figure 3.13 : Densité de courant d'obscurité (rouge) et résistance dynamique (bleu) à 25 K pour l'échantillon T106 en balayage montant

La première hypothèse repose sur le fait que l'oscillation est due à un courant tunnel résonant entre les états fondamentaux des puits n et les états excités du puits $n+2$ dans la zone de fort champ (le $n+1$ étant trop loin en énergie). En utilisant les expressions (3.5) et (3.6), nous avons évalué le courant tunnel associé à cette résonance. Il s'avère que le courant associé au couplage entre le niveau E_1^n et le niveau E_2^{n+2} est de plus d'un ordre de grandeur inférieur au courant de vallée, ce qui nous conduit à invalider cette hypothèse.

Notre deuxième interprétation est que le couplage interpuits dans la zone faible champ de l'échantillon T106 pourrait s'avérer suffisamment fort pour ne plus satisfaire aux conditions des superréseaux faiblement couplés. Ainsi, le transport dans la zone de faible champ serait assuré par minibande (MB), ce qui pourrait induire la RDN. Dans sa revue, Wacker^[124] indique que pour avoir un transport de type minibande il faut respecter les deux conditions présentées en (3.8).

$$\begin{cases} \varepsilon \ll \Delta \\ \Gamma \ll \Delta \end{cases} \quad (3.8)$$

avec Δ l'épaisseur de la minibande, ε la chute de tension par période et $\Gamma = \hbar \cdot \tau_{scat}^{-1}$ l'énergie associée au temps de diffusion^[136] (caractérisant un canal de conduction par effet tunnel non-résonant). Nous avons calculé ces différents paramètres pour l'échantillon T106, les résultats sont : $\Delta = 70 \mu\text{eV}$, $\varepsilon(F = F_{résonance}) = 7 \text{ meV}$ et $\Gamma = 37 \text{ meV}$, ce qui invalide l'hypothèse de transport par minibande.

Notre dernière hypothèse est liée à la zone de transition. Le puits qui fait office de frontière entre les domaines de champ présente *a priori* une zone d'accumulation (cf. figure 3.5), c'est

pourquoi, la caractéristique courant-tension entre ce puits n et le puits $n-1$ est différente des autres IV locale de la couche LF. La figure 3.14 présente l'IV locale du T106 en fonction de la densité de porteurs dans la couche d'accumulation.

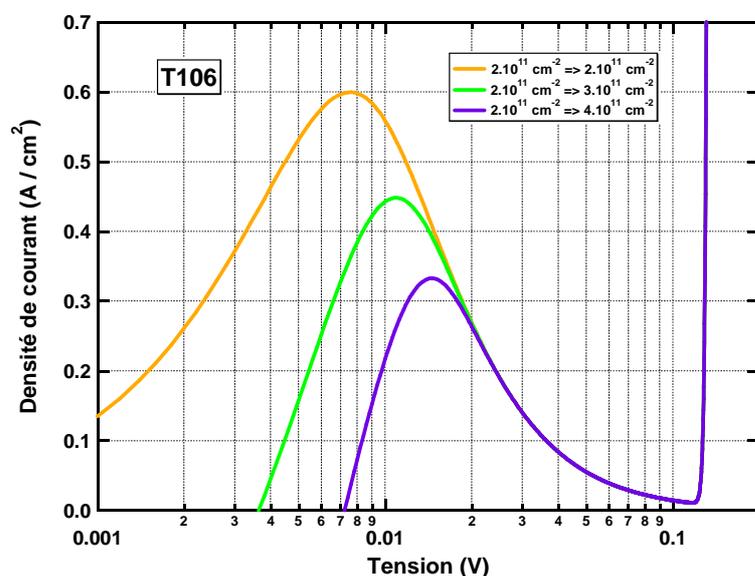


Figure 3.14 : Caractéristique courant-tension locale du T106 en fonction de la densité de porteurs dans les deux puits.

L'accumulation de charge dans le puits frontière induit une RDN décalée à plus forte tension et de plus faible intensité en comparaison à l'IV locale dans le reste de la zone LF (en orange sur la figure 3.14). Ainsi, lors de chaque dent de scie, le courant parcourt cette RDN avant d'atteindre le point 1 (cf. figure 3.4) dans le reste de la zone LF.

Toutefois, ce raisonnement s'applique aussi aux deux autres échantillons où l'on n'observe pas de RDN au sein de chaque DDS. Nous supposons alors que la quantité de charges accumulées pourrait expliquer cette différence de comportement entre les QWIPs. En effet, si la chute de potentiel à chaque décrochage s'encaisse uniquement sur un puits, alors on peut exprimer la quantité de charges accumulées comme :

$$\Delta n_s = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r}{e \cdot (L_B + L_w)} \cdot \mathcal{E} \quad , \text{ en } [\text{m}^{-2}] \quad (3.9)$$

En utilisant l'expression (3.9) nous obtenons des densités de charges de $3,1 \cdot 10^{11}$, $2,5 \cdot 10^{11}$ et $2,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pour les échantillons T106, T107 et T108 (à comparer à $N_D = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). La quantité de charges accumulées sur le T106 étant plus importante, la différence de comportement avec le reste de la zone LF s'en trouve renforcée. Ainsi, le changement d'IV locale sur le T107 et T108 pourrait s'avérer trop faible pour permettre d'observer une RDN. Cette dernière hypothèse requiert des simulations numériques supplémentaires pour être confirmée.

ÉTUDE DU BRUIT ET DE LA REPONSE

Cette section présente des résultats expérimentaux qui portent sur la réponse et le bruit des détecteurs QWIPs en régime tunnel séquentiel résonnant. Ces mesures ont été réalisées sur les échantillons T107 et T106. Les mesures sont possibles, car les niveaux de courant tunnel sont

suffisamment élevés pour d'une part dominer le courant optique ($J_{TOT} \approx J_{dark}$) et d'autre part présenter un niveau de bruit supérieur à notre limite de mesure. La figure 3.15 présente la réponse mesurée sur le T107, ainsi que la densité de courant et le gain de bruit.

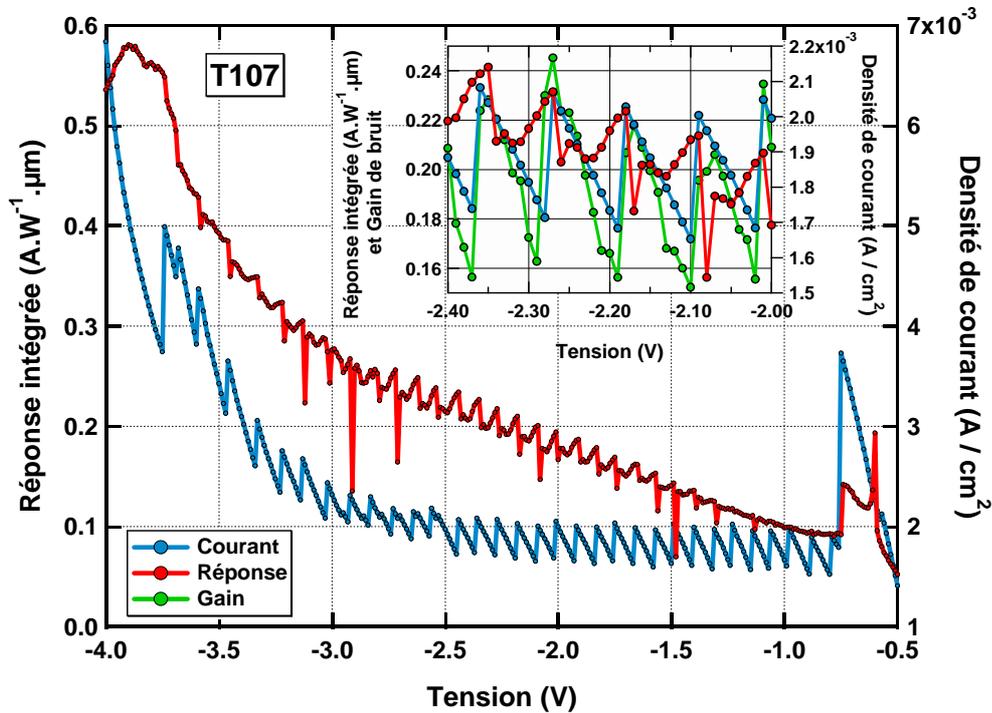


Figure 3.15 : Réponse intégrée et densité de courant sous éclairnement (CN à 50 °C) mesurées sur le T107 à 25 K ; en insert : un agrandissement de la réponse intégrée et du gain de bruit

Intéressons-nous tout d'abord à la réponse intégrée. Celle-ci augmente globalement avec la tension. De plus, elle présente des décrochages aux mêmes tensions que le courant. Les premières discontinuités de réponse périodiques apparaissent au-delà de 1,3 V, soit à la hauteur de la huitième dent de scie. Chaque période présente une première discontinuité vers les faibles réponses, puis immédiatement après une deuxième discontinuité vers les fortes réponses, suivie ensuite d'une décroissance continue de la réponse pour enfin se stabiliser avant la prochaine période (cf. insert de la figure 3.15). Le pas de mesure en tension étant de "seulement" 10 mV, la première discontinuité n'apparaît pas toujours clairement.

Nous expliquons la chute brutale de réponse à chaque discontinuité par une inversion de la position des zones HF et LF par rapport au réseau de couplage optique. L'insert sur la figure 3.16 illustre les deux configurations de champ électrique. L'intensité du champ électromagnétique décroît exponentiellement lorsqu'on s'éloigne des réseaux (à gauche sur l'insert sur la figure 3.16). Si on suppose que la zone HF est côté émetteur (configuration bleue/verte), une inversion des deux zones (configuration rouge) explique alors la forte différence de réponse au pic en raison de la différence de probabilité d'émission.

La diminution de la réponse après les discontinuités est très surprenante. En effet, nous nous attendons à ce que l'augmentation du champ électrique sur l'ensemble de la couche induise une augmentation du gain de photoconduction et de la probabilité d'émission des puits. L'insert de la figure 3.15 présente un agrandissement de la réponse ainsi que le gain de bruit. La courbe

complète du gain de bruit est présentée sur la figure 3.18. On peut y voir le gain de bruit (lié au gain de photoconduction par la relation (1.14)) augmenter de manière monotone entre deux dents de scie. Nous concluons que la diminution de la réponse au sein d'une période est due à une baisse de la probabilité d'émission où alors que la relation (1.14) n'est pas valide dans le régime de transport étudié.

En plus du comportement de la réponse au pic que nous venons d'évoquer, chaque décrochage entraîne un important changement sur le spectre de réponse. La figure 3.16 présente le gabarit spectral mesuré autour d'un décrochage. Le gabarit spectral correspondant à la première discontinuité (2,71 V) présente un front haute énergie beaucoup plus abrupt que le gabarit de référence à 2,70 V (dernier point de la période précédente). La deuxième discontinuité (2,72 V) présente un gabarit spectral proche du gabarit de référence.

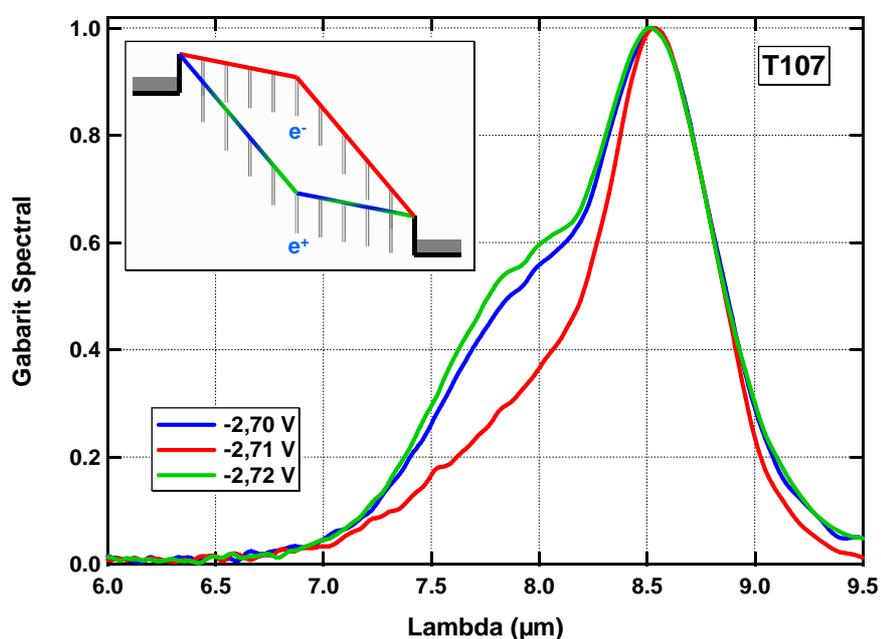


Figure 3.16 : Gabarits spectraux du T107 mesurés à 25 K autour d'un décrochage ; en insert description schématique des diagrammes de bandes pour les trois points de tension

Ces changements rapides de FWHM s'expliquent par la prise en compte conjointe de deux effets : l'inversion de la position des zones HF et LF par rapport au réseau de couplage optique et la contribution des niveaux d'impuretés^[32,79,137] à l'absorption. Les niveaux d'impuretés sont dus à la présence d'ions silicium dans le puits. Le potentiel coulombien de ces ions va se coupler aux bandes du semiconducteur pour créer des états électroniques (E_{1s} et E_{2pz}). Pour la structure que nous étudions, une précédente estimation^[32] a montré que le niveau E_{1s} se situe 13 meV en dessous de E_0 et que le niveau E_{2pz} se place 7 meV plus bas que E_1 . C'est pourquoi il faut un champ électrique important sur la barrière aval, pour pouvoir extraire du puits les électrons excités sur E_{2pz} . De plus, l'énergie associée à cette transition est plus grande que l'énergie de transition intersousbandes.

Ainsi, dans la configuration bleue/verte où la zone HF est côté réseaux, la forte probabilité d'émission du niveau E_{2pz} associée à un bon recouvrement avec le mode optique permet d'observer la contribution des niveaux d'impuretés sur la réponse spectrale. Alors que dans la

situation inverse, la mauvaise adéquation entre la probabilité d'émission et la fonction de couplage optique entraîne une disparition de la contribution des états d'impuretés. Cette hypothèse devra être vérifiée ultérieurement par des mesures et simulations complémentaires.

La figure 3.17 présente le courant d'obscurité et la densité spectrale de bruit mesurés sur le T106 à 77 K. L'insert montre un agrandissement de quelques dents de scie dans les deux balayages. On remarque sur les courbes de courant que les DDS ne présentent plus de RDN comme à 25 K, mais plutôt des points d'inflexion.

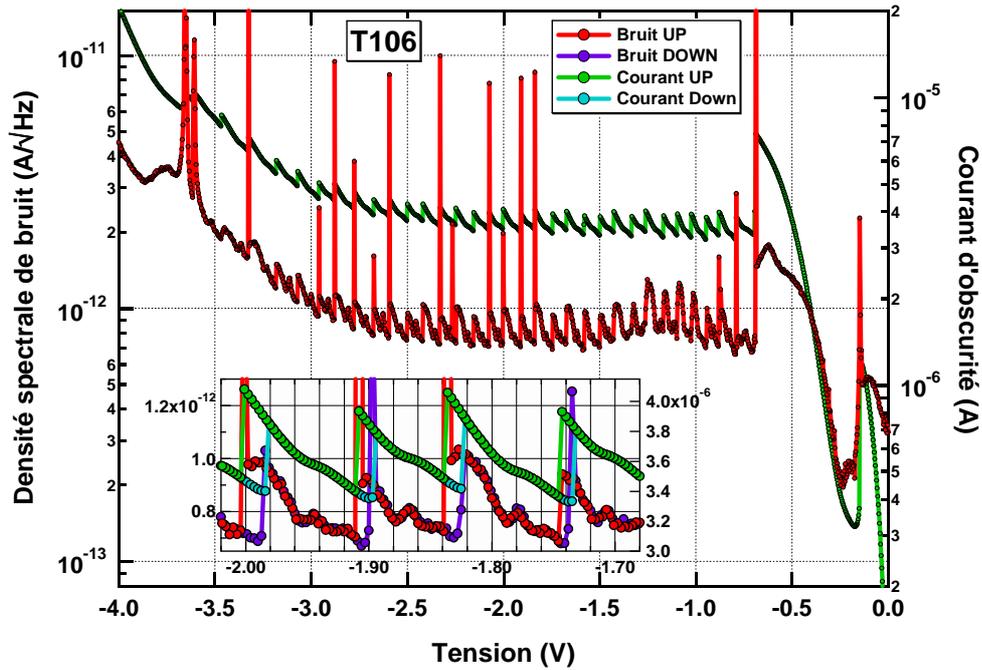


Figure 3.17 : Courant d'obscurité et densité spectrale de bruit pour le T106, mesurés à 77 K et 8 kHz (plancher de bruit à $2 \cdot 10^{-13}$ A.Hz $^{-1/2}$) sur un pixel de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ (balayage montant) ; en insert agrandissement des DDS dans les deux balayages

La DSB en régime tunnel séquentiel résonnant est constante sur la plage de mesure (5 – 80 kHz). La courbe présentée figure 3.17 a été moyennée sur une plage de 1 kHz autour de 8 kHz de fréquence. Comme le courant, la DSB présente un plateau avec des dents de scie qui augmente entre deux discontinuités. En outre, nous observons une oscillation dans le bruit aux tensions correspondant aux points d'inflexion du courant. De plus, chaque décrochage semble être à l'origine d'un important excès de bruit^[138]. *A priori*, le bruit associé au régime tunnel séquentiel résonnant devrait être du type shot noise (bruit de grenaille)^[34, 140]. Dans son article, W. A. Beck prend en considération le courant tunnel pour exprimer le bruit de génération-recombinaison dans les QWIPs. Il en déduit une expression pour le gain de bruit qui est :

$$g_{noise} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\sum_{i=1}^N (t[i] + (1-t[i]) \cdot p_c[i])} \cdot \left(1 + \frac{\sum_{i=1}^N (1-t[i]) \cdot p_c[i] \cdot (1-p_c[i])}{\sum_{i=1}^N (t[i] + (1-t[i]) \cdot p_c[i])} \right) \quad (3.10)$$

N est le nombre de puits, $t[i]$ est la fraction de courant arrivant dans le puits i par effet tunnel, $p_c[i]$ la probabilité de capture par le puits i de porteurs circulant dans le continuum. Étant donné

que nous sommes en régime TSR, $t[i]$ vaut l'unité que l'on soit dans la zone LF ou HF. Ainsi, nous réécrivons le gain de bruit équation (3.11).

$$g_{noise} = \frac{1}{2 \cdot N} \quad (3.11)$$

Soit une densité spectrale de bruit qui s'écrit comme :

$$DSB = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot |I|}{N}}, \text{ en [A.Hz}^{-1/2}\text{]} \quad (3.12)$$

En conséquence, nous nous attendons à ce que le gain de bruit sur nos échantillons en régime tunnel soit constant et de valeur égale à 0,0125. Nous avons évalué le gain de bruit à partir des mesures de courant et de bruit (cf. équation (1.13)), celui-ci est présenté pour les échantillons T106 et T107 sur la figure 3.18.

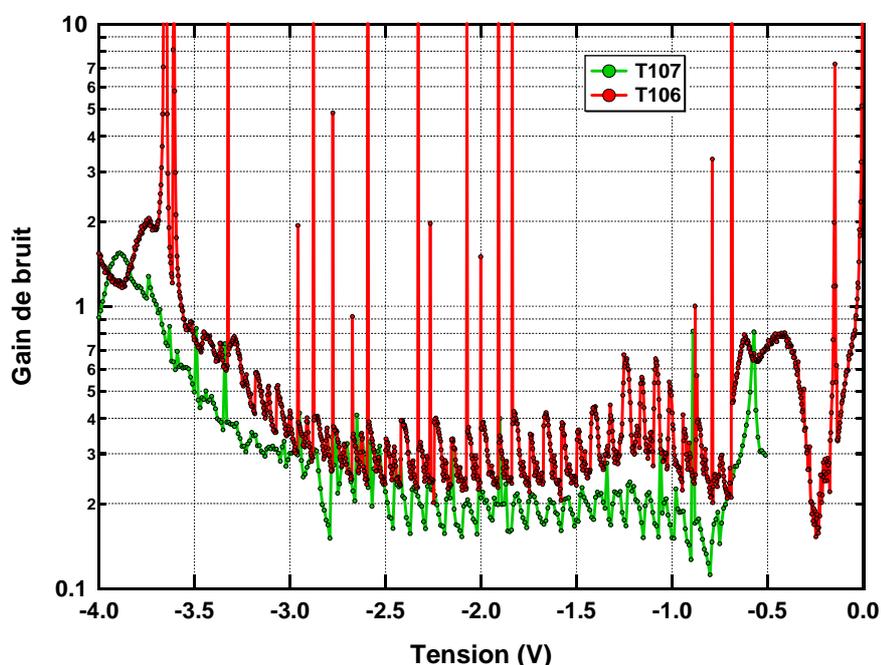


Figure 3.18 : Gain de bruit en balayage montant mesuré à 77 K et 8 kHz pour le T106 et à 25 K entre 1,5 et 11 kHz pour le T107

Il apparaît clairement sur cette figure que le gain n'est pas constant et que sa valeur moyenne est de plus d'un ordre de grandeur supérieure à la prévision du modèle de Beck. En outre, la validité de ce modèle a été vérifiée dans les QCDs^[139] où le gain est égal à $1/2N$, avec N le nombre de périodes. L'expression du bruit présentée équation (3.12) suppose que lors du passage d'un puits à l'autre les processus diffusifs soient suffisamment forts pour faire perdre toute cohérence de phase aux électrons^[140, 141]. Ce qui revient à dire que le système est équivalent à une série de N résistances indépendantes en série. C'est pourquoi, un gain plus fort semble indiquer la présence d'un certain degré de cohérence dans ces deux QWIPs en régime TSR, ce qui invalide l'approche de Beck dans ce régime de transport.

Au cours de cette section, nous avons présenté un ensemble de mesures électro-optiques portant sur des QWIPs en régime tunnel résonant. En l'état actuel, la modélisation

présentée dans la section 3.1.1.2 permet de rendre compte du comportement général des dents de scie et de l'hystérésis. Cependant, le modèle ne permet ni une étude quantitative, ni l'analyse des comportements spécifiques tels que les effets de bords liés aux contacts ou encore les évolutions de la réponse spectrale. Afin d'interpréter certaines de ces observations, nous avons alors élaboré des hypothèses, celles-ci nécessitent désormais des simulations numériques pour être validées ou invalidées. En particulier, nous estimons qu'il est impératif de mieux modéliser le courant de vallée ainsi que l'effet d'injection à partir d'un réservoir bidimensionnel.

3.1.2.2 ÉVOLUTION AVEC LE DOPAGE

Cette section est consacrée à l'évolution du courant en régime tunnel séquentiel résonnant avec le dopage des puits. Nous présentons sur la figure 3.19 les IV du T511 ($N_D = 1.10^{11}$ at.cm⁻²) et du T513 ($N_D = 2.10^{11}$ at.cm⁻²). La figure 3.20 présente les caractéristiques IV du T180 ($N_D = 2.10^{11}$ at.cm⁻²) et du T181 ($N_D = 4.10^{11}$ at.cm⁻²).

L'évolution de la caractéristique courant-tension entre les échantillons T511 et T513 correspond à une multiplication par un facteur 5. Cependant, en utilisant les équations (3.5) et (3.6), nous nous attendions à un courant augmenté d'un facteur 2 entre les échantillons dopés 1.10^{11} at.cm⁻² et 2.10^{11} at.cm⁻². L'écart avec la valeur expérimentale pourrait s'expliquer en partie par le fait que le doublement du dopage ne signifie pas forcément doublement des porteurs disponibles sur le niveau fondamental. En effet, tous les atomes de silicium ne fournissent pas un électron, de surcroît pour de faibles dopages et de faibles températures, les électrons sont majoritairement localisés sur l'état E_{1s} autour du donneur^[32].

Les changements de comportements entre l'échantillon dopé 2.10^{11} at.cm⁻² et celui dopé 4.10^{11} at.cm⁻² sont plus importants. L'IV du T181 présente une hystérésis quasiment nulle et un plateau réduit en tension par rapport au T180. La fermeture de l'hystérésis s'explique par la saturation du courant tunnel résonant 1-1 avec le dopage (cf. figure 3.9), alors que le courant tunnel résonant 1-2 continue lui à augmenter, ce qui conduit à la réduction du rapport pic/vallée jusqu'au niveau de dopage où il n'y a plus de RDN (estimé aux alentours de $1,5.10^{12}$ at.cm⁻² pour la structure à 17,3 μ m). De plus, nous avons déjà évoqué le fait que le courant de vallée est limité par le courant tunnel non résonnant (NR)^[124, 135], ce qui entraîne la disparition de la RDN pour des dopages inférieurs à notre estimation (aux alentours de 4.10^{11} at.cm⁻² au vu de la figure 3.20).

Afin de rendre compte de l'impact du courant non résonnant sur l'IV locale, nous avons réalisé un calcul numérique en utilisant un modèle diffusif*. Le courant tunnel total est égal à la somme des courants résonants et non résonnant. Nous présentons sur la figure 3.21 le calcul des IV locales pour la structure du T180 pour des dopages de : 2.10^{10} , 3.10^{11} et 1.10^{12} at.cm⁻². Pour chaque dopage, nous détaillons les contributions des différents canaux de conduction.

* Le modèle diffusif du QWIP est développé principalement par Virginie Trinité, la description complète de la simulation ainsi que l'interprétation des résultats se trouve dans la référence [136]. Les courbes présentées sur la figure 3.21 correspondent à une régression exponentielle des résultats numérique afin de s'affranchir des pics de courant aux anti-croisements.

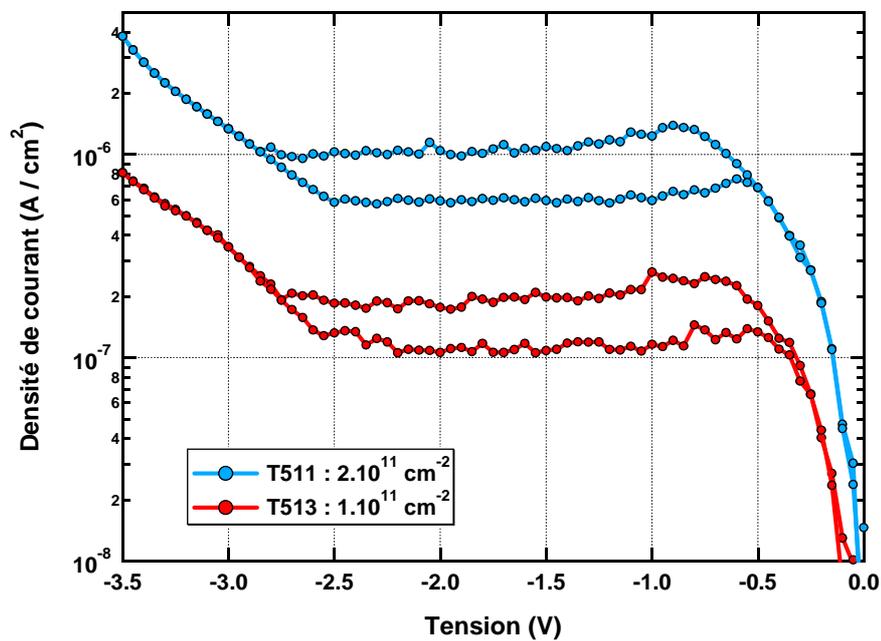


Figure 3.19 : Densité de courant d'obscurité à 25 K pour le T511 et T513 (réponse au pic à $13,9 \mu m$)

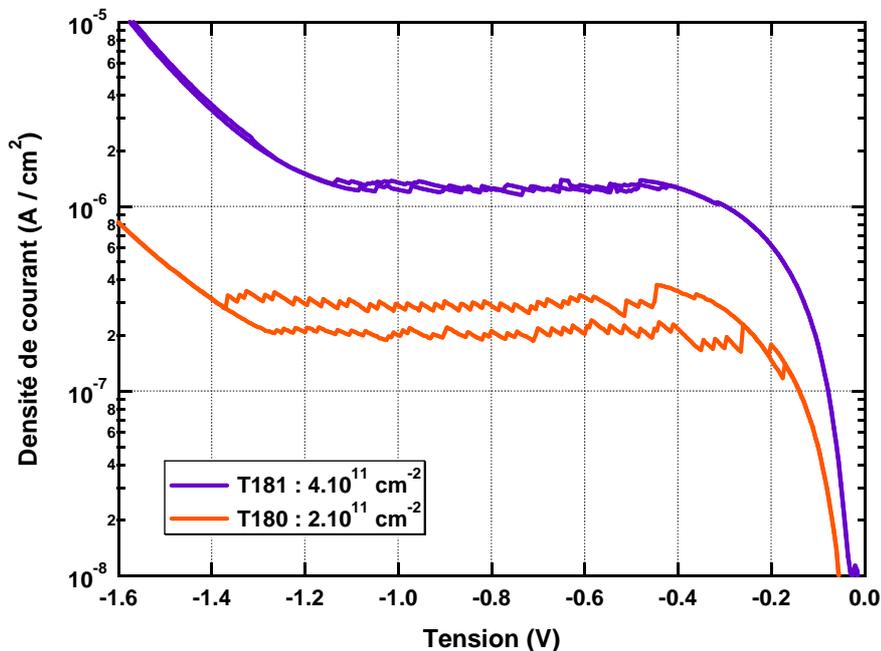


Figure 3.20 : Densité de courant d'obscurité à 25 K pour le T180 et T181 (réponse au pic à $17,3 \mu m$)

La prise en compte du courant non résonnant a pour effet de réduire le rapport pic/vallée et de diminuer la plage de tension de la RDN. En outre, on observe la disparition de la RDN pour un niveau de dopage plus faible que pour un calcul avec uniquement le courant résonnant.

Le calcul de l'IV globale en prenant en compte le courant NR permettrait certainement de mieux rendre compte de la fermeture de l'hystérésis, ainsi que de la plage de tension occupée par le plateau de courant. Cependant, une telle simulation nécessite des temps de calcul trop longs pour être réellement exploitable. À titre indicatif, la simulation des trois courants NR de la figure 3.21 a pris 10 jours sur un serveur de calcul.

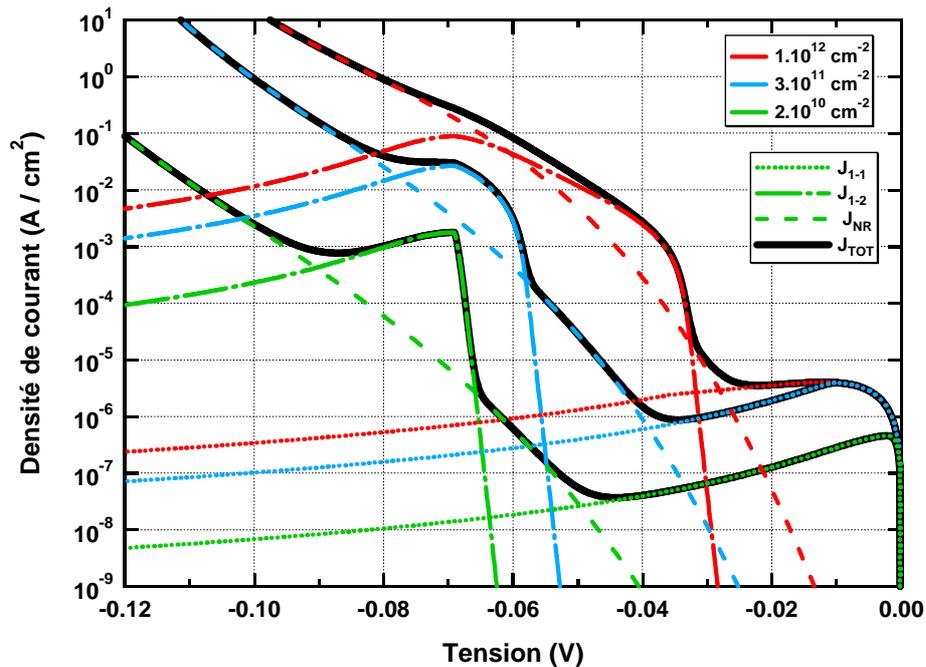


Figure 3.21 : IVs locales calculées pour la structure du T180 avec trois niveaux de dopages

3.1.2.3 NIVEAU DE COURANT DU PLATEAU TUNNEL

Lors du design d'un composant, la largeur de barrière est choisie de manière à ce que le courant tunnel soit négligeable afin de ne pas limiter les performances du QWIPs. Comme nous ne disposons pas de modèle fiable pour prévoir le niveau de courant tunnel, les épaisseurs de barrières nécessaires étaient surestimées. Or, l'utilisation de ces barrières entraîne une double peine, car d'une part la couche active sera plus épaisse, ce qui accroît les difficultés lors des étapes technologiques ; d'autre part, cela revient à éloigner chacun des puits du réseau de couplage et comme le champ électromagnétique décroît de façon exponentielle en s'éloignant du réseau, nous diminuons le signal optique et donc le rapport signal à bruit.

Grâce à l'étude menée au cours de ce chapitre, nous savons désormais que le niveau moyen du plateau tunnel en balayage montant est déterminé par le pic de courant tunnel résonant et que le niveau en balayage descendant est lui fixé par le courant de vallée. En outre, nous avons démontré une expression du type Kazarinov-Suris qui permet de calculer le courant tunnel résonant. C'est pourquoi, nous proposons dans cette section une comparaison entre le niveau de courant des plateaux tunnels expérimentaux et les valeurs du pic de la RDN calculées avec les expressions (3.5) et (3.6). Nous avons effectué cette comparaison sur 19 échantillons répartis

dans les gammes spectrales MW, LW et VLW et dont les dopages varient entre 1.10^{11} et 2.10^{12} at.cm⁻², le résultat est présenté sur la figure 3.22.

Chaque échantillon est représenté par un point sur le graphique, la couleur et la forme de ce point symbolisent sa gamme de longueurs d'onde et son niveau de dopage. De plus, chaque point est entouré d'une boîte qui représente les incertitudes liées à la simulation et à la mesure. La barre d'erreur horizontale est due aux fluctuations de courant au sein du plateau tunnel, quant à la barre verticale, elle est due aux incertitudes sur le profil de composition : ± 1 Å d'épaisseur et $\pm 0,5\%$ de composition en LW et VLW ; ± 1 MC d'épaisseur et $\pm 0,5\%$ de composition en MW. La droite noire montre la corrélation entre le calcul et l'expérience ; plus les points sont proches, meilleur est l'accord. Pour finir, nous avons tracé deux zones grises, la plus foncée correspond à un écart d'un facteur ± 2 et la plus claire à un écart d'un facteur ± 5 .

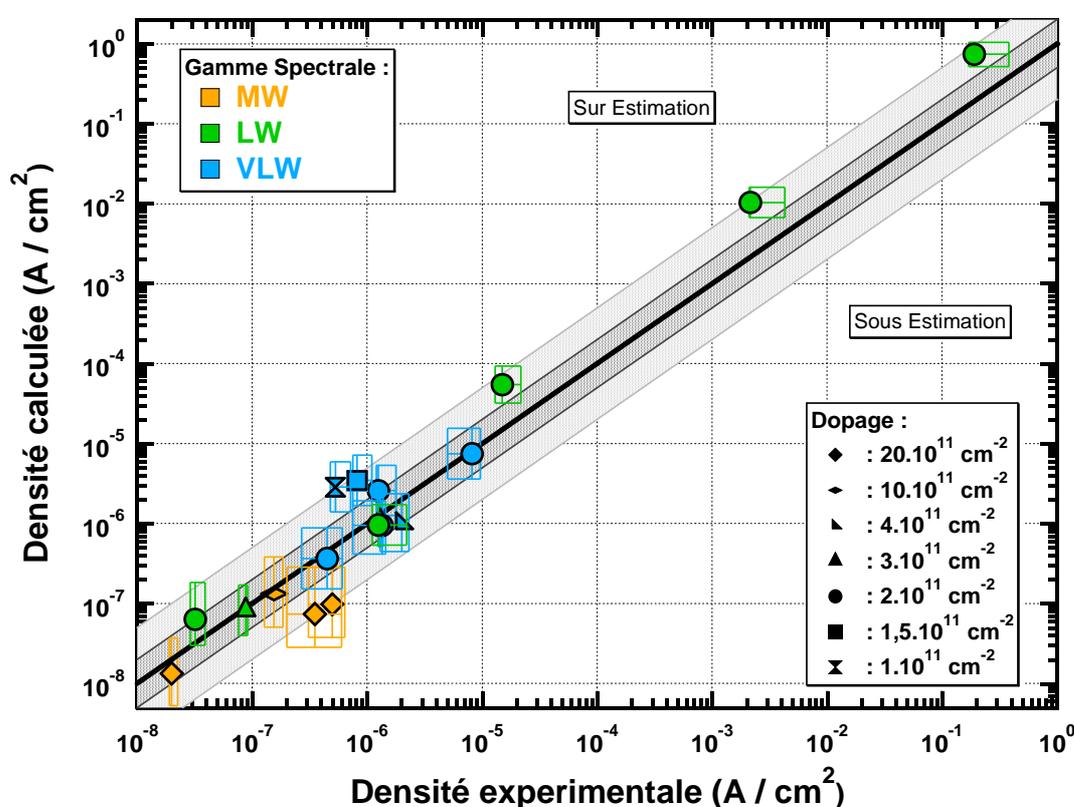


Figure 3.22 : Comparaison entre les niveaux de courant tunnel expérimentaux et calculés. Les barres d'erreur en ordonnée sont dues aux incertitudes sur l'épithaxie et celles en abscisse sont dues aux fluctuations des niveaux des plateaux. La droite noire représente la corrélation entre mesure et simulation, la première zone en gris foncé correspond à un écart d'un facteur ± 2 et la deuxième zone en gris claire à un facteur ± 5

L'accord entre la valeur du plateau tunnel expérimental et la valeur simulée est remarquable. Notre approche permet de prévoir le niveau de courant tunnel à un facteur 5 près sur huit ordres de grandeur et pour des longueurs d'onde allant de 4,5 à 17,3 μm . De plus, compte tenu des incertitudes, il y a concordance entre les valeurs calculées et mesurées pour la quasi-totalité des échantillons.

Néanmoins, on observe que certains échantillons ont des écarts plus importants que la moyenne. En particulier, le courant tunnel des échantillons fortement dopés semble être sous-estimé, ce qui peut être un effet lié à un courant tunnel non résonnant supérieur au courant tunnel résonnant. À l'inverse, nous observons que le courant des deux échantillons les moins dopés est surestimé. Nous considérons que cette surestimation est due au fait que l'approximation $n_s = N_D$ n'est plus valable aux faibles dopages (localisation des électrons sur les niveaux d'impuretés). De plus, on observe aussi que les trois plus hauts points sont légèrement surestimés. Ces écarts sont probablement dus à un profil de composition atypique dû à l'épitaxie sur une machine différente. En effet, ces échantillons présentent une composition d'aluminium "trop faible" pour leur longueur d'onde. Les autres échantillons qui possèdent le même gabarit spectral ont une composition d'aluminium supérieure de plus de 1 %. La différence de potentiel de confinement engendrée par ce pourcentage, pourrait justifier l'écart observé sur la figure 3.22.

L'objectif de ce travail a été d'effectuer une première étude du transport électronique en régime tunnel. En effet, bien que détaillé dans la littérature depuis de nombreuses années, ce mode de transport n'avait jamais fait l'objet d'études par notre laboratoire, car la quasi-totalité des détecteurs ne sont pas utilisés dans des conditions opérationnelles où ce type de courant domine le transport. Cependant, l'importance grandissante des programmes d'étude dédiés aux applications spatiales et donc aux grandes longueurs d'onde fait que le courant tunnel peut devenir problématique, voire même limitant. Cette pré-étude nous a permis de comprendre les phénomènes à l'origine du courant tunnel séquentiel résonant. En outre, nous avons réalisé des expériences originales de bruit et de réponse. Ces résultats nécessitent du travail supplémentaire qui portera notamment sur la simulation. Enfin, nous avons démontré une approche du type Kazarinov-Suris qui permet de rendre compte et donc d'anticiper le niveau de courant tunnel dans toute la gamme de longueurs d'onde des QWIPs.

3.2 REGIME DE FORT CHAMP (RDFC)

Cette deuxième partie de chapitre est consacrée au régime de courant à fort champ et faible température. Ce régime de fonctionnement est caractérisé par une forte augmentation du courant et du bruit. Historiquement, ce type de courant était considéré comme un courant d'avalanche (multiplication des porteurs)^[142]. Néanmoins, comme le QWIP est un composant unipolaire, il n'y a pas de trous disponibles pour assurer la neutralité électrique au sein du matériau. C'est pourquoi, le courant d'électrons est conservé tout au long de la structure et la multiplication des porteurs par effet d'avalanche est impossible. Il existe deux interprétations très différentes pour expliquer ce régime de courant. La première repose sur un effet d'ionisation des porteurs du puits par les porteurs du continuum^[143,144] et la seconde sur un courant tunnel direct entre le niveau fondamental et le continuum^[145,146].

Dans un premier temps, nous allons présenter un ensemble de données expérimentales concernant ce régime de transport. Puis, dans un deuxième temps nous détaillerons les deux interprétations et nous nous appuyerons sur les données pour discuter autour des deux modélisations.

3.2.1 CONSTATATIONS EXPERIMENTALES

Les données expérimentales présentées dans cette partie sont principalement issues de l'échantillon MW T472 (cf. annexe A). En effet, le régime de fort champ (RDFC) est souvent atteint pour ce type d'échantillon, car le faible flux photonique dans cette gamme spectrale (cf. figure 1.2) nécessite une forte réponse. C'est pourquoi les détecteurs MW sont polarisés à forte tension afin de favoriser l'émission et le gain. À titre indicatif, les QWIPs répondant à $8,5 \mu\text{m}$ sont généralement placés sous des champs électriques inférieurs à 10 kV/cm , tandis que le QWIP MW utilisé pour l'image de la figure 1.10 est placé sous un champ de 95 kV/cm . L'autre catégorie de détecteurs qui peut être limitée par ce régime de transport est celles des QWIPs VLW. La raison cette fois ne vient pas de la valeur élevée du champ, mais plutôt des faibles énergies d'activation des puits.

La figure 3.23 présente un faisceau de courbes courant-tension du T472 en condition d'obscurité en fonction de la température. Aux faibles températures et faibles tensions, le niveau de courant est en dessous de notre résolution de mesure. À basse température et au-delà de 2 V , on distingue une envolée du courant (quatre ordres de grandeur sur un volt) qui est caractéristique du régime de fort champ.

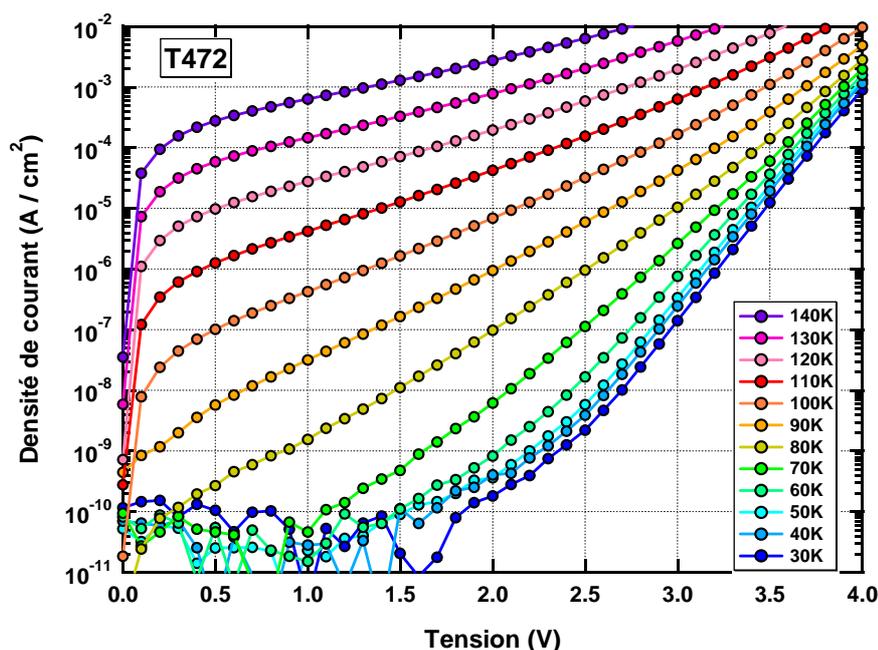


Figure 3.23 : Courbes courant-tension en condition d'obscurité en fonction de la température sur le T472 (limite de résolution à 10^{-10} A/cm^2)

Cette variation exponentielle du courant présente une très faible dépendance par rapport à la température. Nous présentons sur la figure 3.24 un tracé semi-logarithmique du courant d'obscurité en fonction de l'inverse de la température. Si le courant est activé thermiquement (loi d'Arrhenius, cf. équation (1.12)), alors la pente du tracé nous renseigne sur la valeur de l'énergie d'activation (E_A). Nous observons sur la figure 3.24 une activation thermique ($E_A \approx 240 \text{ meV}$) à haute température. En revanche, à fort champ et basse température, la pente quasi-nulle indique une absence d'activation thermique du courant dans ce régime de transport.

Ainsi, comme pour le courant tunnel, une diminution de la température de fonctionnement n'entraîne pas une réduction du courant d'obscurité.

Nous présentons figure 3.25 et figure 3.26 des caractéristiques courant-tension mesurées sur plusieurs échantillons dans différentes gammes spectrales en fonction de la tension normalisée*. On distingue sur la première figure plusieurs oscillations du courant dans la zone de très fort champ. Quant à la deuxième figure, elle présente la densité de courant pour un ensemble de douze échantillons réalisés sur des substrats GaAs ou InP et dont les longueurs d'onde au pic sont comprises entre 17,3 et 3,9 μm .

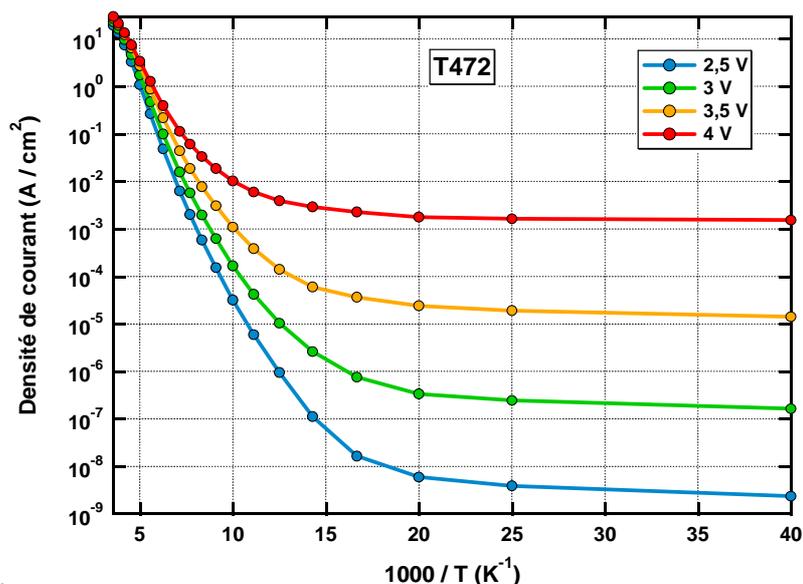


Figure 3.24 : Densité de courant d'obscurité du T472 en fonction de 1000/T

Ce qui est remarquable sur la figure 3.26, c'est que malgré les nombreuses différences entre les structures (composition, dopage, taille des barrières, tailles des puits, énergie d'activation) la tension de coude, marquant la transition entre le régime tunnel et le régime de fort champ se situe autour de $0,6 \pm 0,1$ pour l'ensemble des échantillons. Par design, nos QWIPs possèdent un état excité en quasi-résonance avec la barrière et si on considère que l'énergie de Fermi associée au dopage est petite par rapport à l'énergie au pic d'absorption, alors une tension de coude normalisée de 0,6 signifie qu'un électron gagne 60 % de l'énergie d'activation des puits par période. Une autre façon de le voir est qu'il y a une chute de potentiel par période égale à 60 % de l'énergie d'activation des puits au moment du passage du régime TSR au régime de fort champ.

* On rappelle que la tension normalisée est définie comme la tension divisée par le nombre de périodes et par l'énergie au pic d'absorption

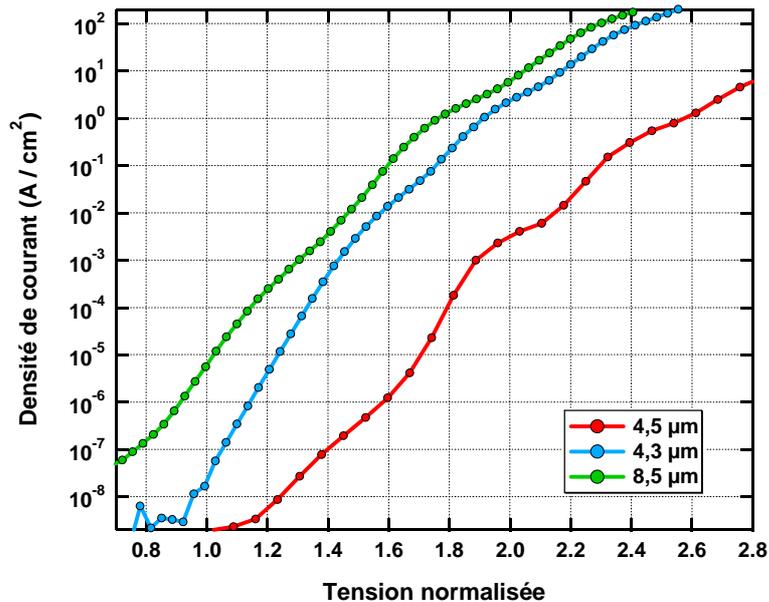


Figure 3.25 : Détails des oscillations du courant dans le régime de fort champ

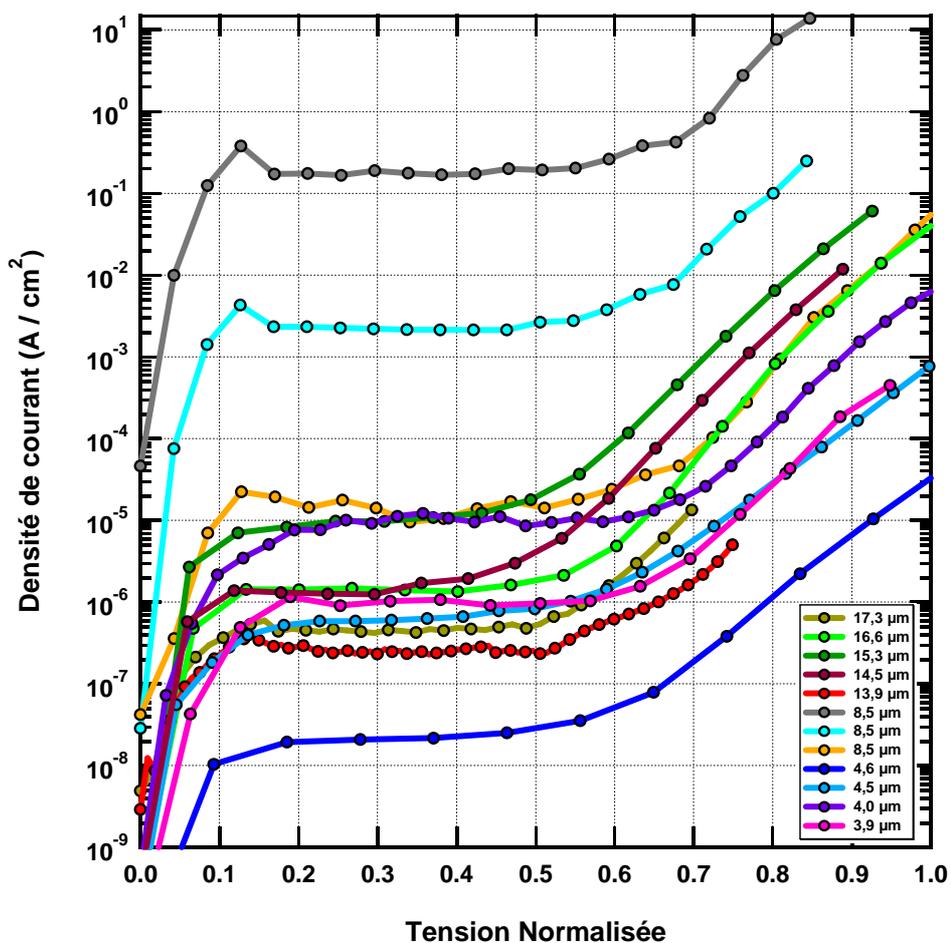


Figure 3.26 : Comparaison des IVs de différents échantillons en tension normalisée à basse température

Une importante caractéristique du courant en RDFC est que ce mode de fonctionnement est accompagné d'un bruit élevé, qui se traduit par une forte augmentation du gain de bruit^[149]. La figure 3.27 présente le gain de bruit mesuré sous éclairage* par un corps noir à 170 °C. Nous présentons en insert la densité de courant totale correspondant aux différentes températures de mesure du gain. De plus, nous avons rajouté dans l'insert les courants d'obscurité aux mêmes températures.

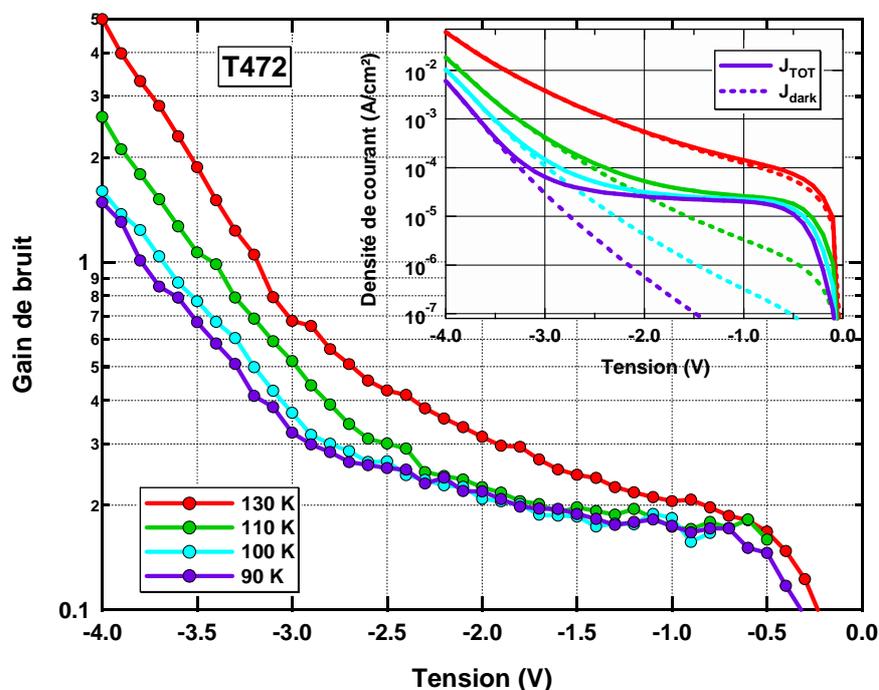


Figure 3.27 : Gain de bruit sous éclairage du T472 à différentes températures ; insert : densité de courant sous éclairage et en condition d'obscurité

Nous observons un faible gain ($\approx 0,2$) tant que le courant total est dominé par le courant optique. Puis, aux alentours de la tension où le courant d'obscurité devient majoritaire (3,1V@90K, 2,8V@100K et 2,1V@110K), on distingue un fort accroissement du gain de bruit. À 130 K, le courant thermique domine le courant optique. Néanmoins, nous observons aussi bien sur le courant que sur le gain un changement de pente aux alentours de 3V, c'est-à-dire au moment où la contribution du régime de fort champ devient majoritaire. Pour la même raison, à 110 K l'augmentation du gain n'a lieu qu'à partir de 2,6 V, car il faut que le RDFC domine, alors que le courant thermique est supérieur au courant optique dès 2,1 V.

* Les mesures de bruit sont habituellement effectuées sous éclairage équivalent à la température ambiante. Cependant, les structures QWIPs MW à 80 K ont des niveaux de bruits inférieurs à notre résolution de mesure ($5 \text{ fA} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$), ce qui nous oblige à augmenter l'éclairage afin de sortir du plancher de bruit. Pour ce faire, nous utilisons un glowbar dont nous contrôlons la puissance par une source de tension. Connaissant le gabarit spectral de l'échantillon et considérant que la réponse ne change pas avec l'éclairage, nous pouvons remonter à la température équivalente du glowbar. De plus, nous avons vérifié que la mesure du gain par cette méthode est quasi-indépendante de la puissance du glowbar.

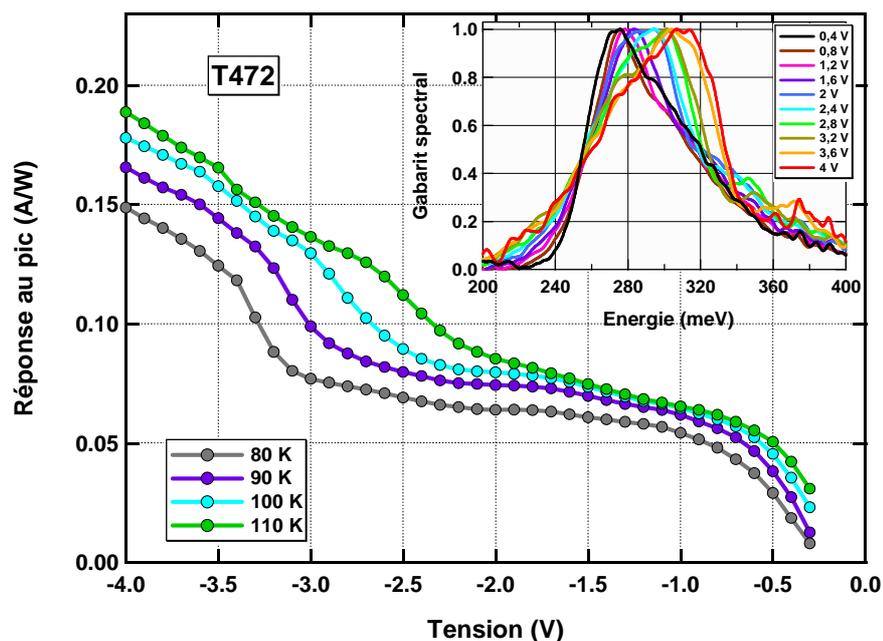


Figure 3.28 : Réponse au pic mesurée sur le T472 à différentes températures ; en insert : gabarit spectral d'un pixel sans réseaux en fonction de la tension

La réponse au pic du T472 mesurée sur un pixel avec réseaux de couplage optique est présentée sur la figure 3.28. De plus, nous présentons en insert le gabarit spectral mesuré sur un pixel sans structure de couplage optique en fonction de la tension.

Nous observons sur la réponse au pic un premier accroissement de la réponse aux faibles tensions, suivi d'un plateau de réponse et d'une deuxième augmentation à fortes tensions. L'effet de la température est d'augmenter globalement le niveau de réponse et de lisser le comportement en tension. En outre, nous observons un important décalage spectral de l'énergie de transition (de 270 à 310 meV) et une augmentation de la FWHM avec la tension. Contrairement aux autres caractéristiques expérimentales qui sont communes à toutes les longueurs d'onde, nous avons uniquement observé ce comportement de la réponse dans des structures MW.

3.2.2 INTERPRETATIONS ET DISCUSSION

La section précédente était consacrée à la présentation des données expérimentales brutes. Nous allons maintenant exposer les deux modélisations du régime de fort champ qui sont proposées dans la littérature. Après quoi, nous discuterons point par point de l'adéquation des modèles avec chacune des caractéristiques expérimentales.

3.2.2.1 INTERPRETATIONS

COURANT TUNNEL DIRECT (CTD)

Pour interpréter le régime de courant à fort champ, E. Pelvé et al.^[145] et plus récemment F. Castellano et al.^[146] ont proposé un modèle basé sur un courant tunnel direct (CTD) du niveau fondamental vers le continuum. Cette situation correspond au schéma E présenté figure 3.5.

Une fois que tous les puits de la couche active ont décroché au profit de la zone HF, la structure ne se trouve plus limitée par la résistance de la zone LF. Ainsi, toute tension supplémentaire s'encaissera de manière uniforme sur la structure, ce qui entraîne une diminution de la barrière de potentiel en aval des puits.

Étant donné que la tension de seuil à laquelle le RDFC débute est inférieure à l'énergie d'activation des puits (cf. figure 3.26), l'électron qui passe directement par effet tunnel à partir du niveau fondamental doit franchir plusieurs barrières avant d'atteindre le continuum. Le calcul du coefficient de transmission à travers de multiples barrières a été fait par Castellano en utilisant une méthode du type matrice de transfert. L'expression du courant tunnel direct est donnée par :

$$J_{CTD} = e \cdot n_s \cdot \frac{E}{h} \cdot T \quad (3.13)$$

avec n_s la densité 2D d'électrons, E l'énergie par rapport au fond du puits et T le coefficient de transmission de la ou des barrières^[150].

IONISATION PAR IMPACT (IPI)

L'interprétation du régime de fort champ comme un phénomène d'ionisation par impact (IPI) des électrons du niveau fondamental par les électrons du continuum a été proposée par R. Rehm^[143], puis par L. Gendron^[144]. Les électrons sont injectés depuis le contact émetteur à travers une barrière triangulaire. Une fois dans le continuum ils sont accélérés par le champ électrique. Durant le transport au dessus des barrières, les électrons peuvent accumuler assez d'énergie cinétique pour dépasser les pertes dues principalement aux phonons optiques longitudinaux (LO) et interagir avec les électrons localisés dans les puits. Si l'énergie transférée lors de la diffusion est plus grande que l'énergie d'ionisation, qui est de l'ordre de l'énergie d'activation^[153], alors le second électron peut quitter le puits et participer au courant. Cette ionisation réduit la densité électronique dans le puits, ce qui induit une redistribution des champs électriques dans la structure. Le champ sur la barrière d'injection est alors augmenté de manière à compenser le courant additionnel dû aux électrons ionisés. Ce courant additionnel va à son tour ioniser des porteurs du puits, provoquant ainsi une réaction en chaîne.

Il existe des mécanismes de rappel qui freinent cette réaction. En particulier, l'ionisation des électrons du niveau fondamental réduit la quantité d'électrons dans le puits, ce qui induit une diminution du champ sur la barrière aval et donc à une augmentation de l'énergie d'ionisation effective. De plus, la baisse du nombre d'électrons dans le puits induit une réduction du taux d'ionisation^[153]. Ces deux effets ont pour conséquence de réduire le courant dû à l'ionisation par impact.

En outre, il faut se demander au niveau de quel(s) puits ont lieu les processus d'ionisation. Dans l'article original de Rehm, les auteurs considèrent que l'IPI a lieu dans toute la structure, tandis que Gendron s'appuie sur la non-uniformité du champ et l'absence de trace de l'IPI sur le photocourant dans des QWIPS LW et VLW pour considérer que l'ionisation a lieu uniquement sur les premiers puits. Dans le premier cas, cela signifie que les porteurs doivent emmagasiner sur chaque période une énergie supérieure au cumul de l'énergie d'activation et des pertes pour

pouvoir participer aux processus d'IPI, ce qui semble ne pas être le cas, car la tension de coude normalisée est de 0,6 (cf. figure 3.26). Pour notre part, nous considérons que l'IPI est localisée, car seule une configuration de champ non uniforme ou une accumulation d'énergie sur plusieurs périodes permet d'atteindre le seuil d'ionisation sur au moins un puits. Néanmoins, les puits restants ne disposent pas de ce nouveau canal de conduction et vont limiter l'augmentation du courant. En effet, comme le courant d'électrons est conservé dans toute la structure, l'accroissement local du courant dû à l'IPI doit se répercuter à travers le reste de la structure. Etant donné les forts champs électriques ($F > 10\text{kV/cm}$), les porteurs dans le continuum circulent à la vitesse de saturation^[148]. Ainsi, l'augmentation du courant ne peut se faire que par une augmentation du nombre de porteurs, ce qui implique un champ électrique moyen plus important sur les N-1 périodes restantes.

3.2.2.2 DISCUSSION

Nous venons de présenter deux interprétations radicalement différentes pour expliquer le régime de fort champ dans les QWIPs. Dans cette dernière partie, nous allons confronter ces deux visions aux constatations expérimentales présentées dans la section 3.2.1.

Augmentation du courant

Nous commençons naturellement par discuter de l'augmentation exponentielle du courant. L'expression du courant en régime tunnel direct est donnée par l'équation (3.13). L'envolée du courant parcourant le QWIP s'explique par la dépendance exponentielle de la transmission de barrière avec le champ électrique. Nous présentons sur la figure 3.29 le tracé de la transmission tunnel à travers une simple barrière de potentiel (de hauteur V_B et de largeur L_B), à l'énergie du niveau fondamental (E_0), en fonction du champ électrique. Le calcul a été effectué en utilisant la méthode des matrices de transfert^[151].

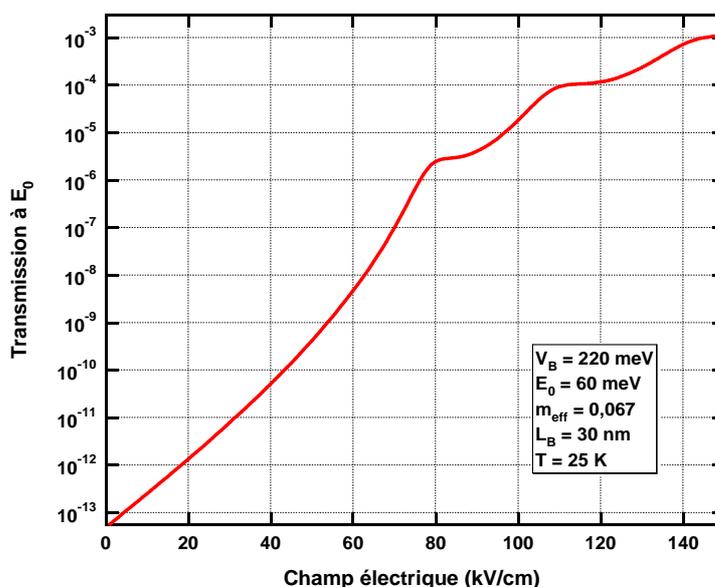


Figure 3.29 : Transmission d'une simple barrière calculée par la méthode des matrices de transfert^[151]

Pour l'ionisation par impact, l'augmentation du courant provient du comportement global de la structure. La figure 3.30 présente un schéma du diagramme de bande avec (en noir) et sans (en

gris) prise en compte de l'IPI sur le dernier puits. On observe en gris un champ électrique F uniformément distribué dans la couche active, tandis qu'en noir il a une discontinuité de champ sur le dernier puits. L'effet de l'IPI est de créer un nouveau canal de conduction entre le puits et le continuum. Ainsi, le champ électrique aval nécessaire pour compenser la capture du puits est moindre que dans la situation sans IPI. Nous avons schématiquement représenté l'IPI sur le dernier puits, car dans une configuration uniforme (pas d'effets de bords), l'ionisation commencera nécessairement là où les électrons sont les plus "chauds", c'est-à-dire à la hauteur du dernier puits.

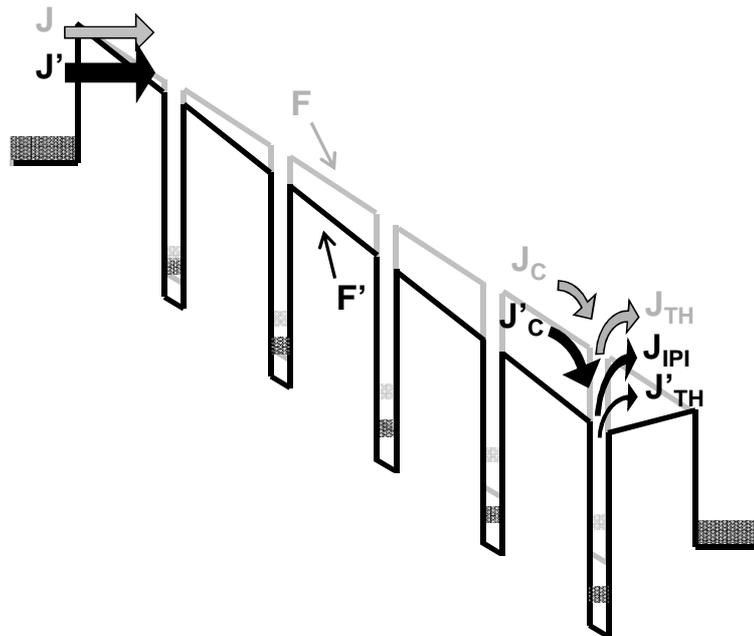


Figure 3.30 : Schéma représentant le diagramme de bande avec et sans processus d'ionisation par impact sur le dernier puits

Sur ce schéma, la tension aux bornes du détecteur est gardée constante, c'est pourquoi la baisse du champ sur la dernière barrière est redistribuée dans le reste de la structure, permettant ainsi le passage d'un courant J' plus important en raison de l'augmentation de la transmission de la barrière (cf. figure 3.29). Pour finir, nous soulignons le fait que c'est l'action combinée de l'augmentation de l'énergie d'ionisation, de la diminution du coefficient d'ionisation et de la résistance série due au reste de la structure qui empêche une augmentation catastrophique du courant*.

* Il a été observé par A. Gomez *et al.*^[154] une transition métal-isolant causée par l'ionisation par impact dans une structure QWIP THz. En raison de la très faible température de mesure (1,5 K) et des faibles énergies considérées ($E_A < \text{énergie du phonon LO}$), les processus de relaxation ne sont pas très efficaces, ce qui permet certainement une bonne conductivité dans la partie de la couche active où l'IPI n'a pas lieu. Ainsi, la réaction en chaîne est peu freinée, ce qui permet d'observer un saut de courant de plus de quatre ordres de grandeur en seulement 1 mV.

Oscillations dans le courant et dépendance thermique

Sur la figure 3.25 nous avons montré que l'envolée du courant en RDFC présente des oscillations. Or, nous observons sur la figure 3.29 que la transmission d'une simple barrière présente le même genre de comportement. Comme l'augmentation du courant dans les deux interprétations se justifie par l'accroissement de la transmission des barrières, nous interprétons les oscillations dans le courant par des phénomènes d'interférence lors du passage par effet tunnel à travers les barrières de potentiel.

Cependant comme le courant est conservé, il doit être injecté à travers la première barrière. Or, dans la majorité des échantillons (au moins pour ceux de la figure 3.25), les niveaux d'énergie et les niveaux de dopage font que cette première barrière présente une énergie d'activation plus importante que les puits dans le reste de la structure. Ainsi, la barrière d'injection pourrait être l'élément résistif dans la structure. Toutefois, nous ne pouvons pas conclure, car le contact émetteur est un réservoir 3D d'électrons, tandis que les puits sont des réservoirs 2D, ce qui empêche la comparaison directe.

Néanmoins, nous avons calculé le courant circulant à travers la barrière d'injection de l'échantillon MW T471 en utilisant l'expression (3.14) :

$$J_{inj}(T_K, F) = \frac{e \cdot m_{eff} \cdot k_B}{2 \cdot \pi^2 \cdot \hbar^3} \cdot \int_0^{\infty} T(E_Z) \cdot \ln \left(\frac{1 + e^{\frac{\mu_{contact} - E_Z}{k_B \cdot T_K}}}{1 + e^{\frac{\mu_{puits} - E_Z - e \cdot F \cdot L_B}{k_B \cdot T_K}}} \right) \cdot T_K \cdot dE_Z, \text{ en } [A \cdot cm^{-2}] \quad (3.14)$$

avec $T(E_Z)$ la transmission tunnel de la barrière en fonction de l'énergie perpendiculaire (E_Z) que nous avons calculée par la méthode des matrices de transfert^[151], T_K la température et F le champ électrique appliqué sur la barrière. L'origine et la validité de cette expression sont largement discutées dans la partie 4.1.1.1. Les résultats en fonction du champ sur la barrière et de la température sont présentés en rouge sur la figure 3.31. Nous présentons en plus sur cette figure les IVs mesurées sur le T471 en fonction du champ moyen et de la température.

Cette simple modélisation permet de rendre compte qualitativement du courant qui circule dans l'échantillon T471. Sur les courbes calculées, on observe une première oscillation vers 105 kV/cm, soit au moment où la barrière d'injection passe de trapézoïdale à triangulaire. Expérimentalement, cette première oscillation a lieu aux alentours de 125 kV/cm. La différence de valeur peut s'expliquer par le fait que la barrière d'injection réelle comporte une couche d'accumulation qui modifie la forme du potentiel.

Pour finir, nous observons sur la figure 3.31 que le calcul du courant tunnel injecté à travers une barrière de potentiel présente le même type de dépendance thermique que le régime de fort champ. Aux très basses températures, l'accroissement de la température n'entraîne pas d'augmentation significative du courant, alors qu'à haute température on observe une activation thermique du courant. Pour comprendre ce comportement nous présentons sur la figure 3.32 le tracé de l'intégrande de l'équation (3.14) pour un champ de 100 kV/cm sur la barrière d'injection du T471.

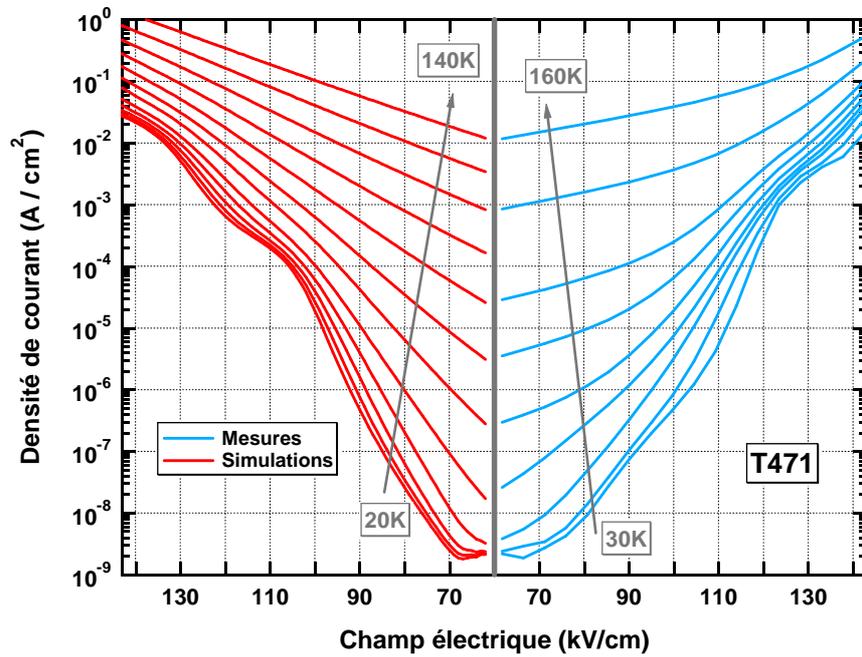


Figure 3.31 : Comparaison du courant mesuré sur le T471 (bleu) en fonction de la température avec le calcul du courant injecté à travers la première barrière (rouge)

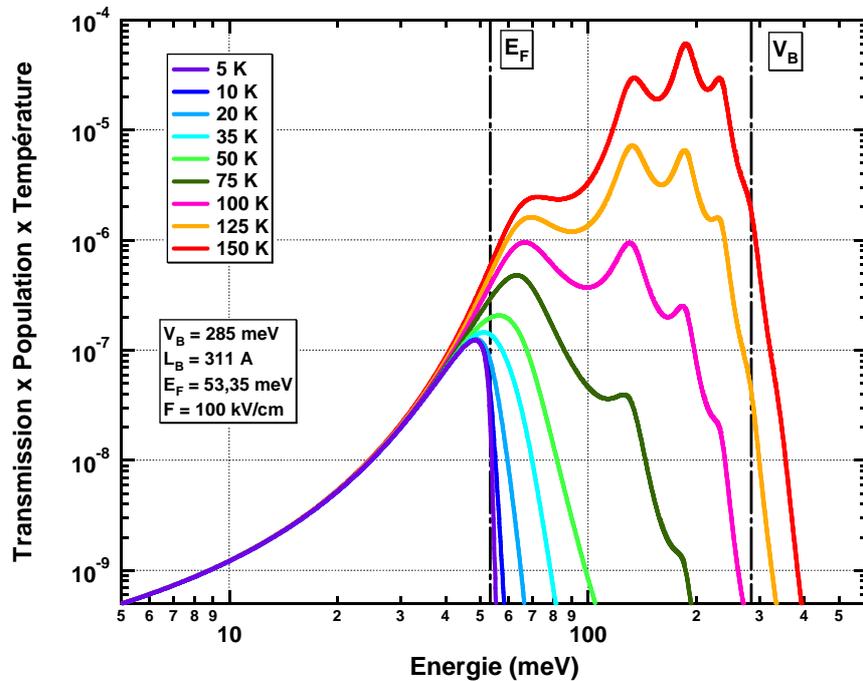


Figure 3.32 : Tracés du produit à intégrer dans l'équation (3.14) en fonction de l'énergie et de la température pour la barrière d'injection du T471.

À zéro Kelvin, tous les électrons sont compris entre le bas de bande et l'énergie de Fermi. Puis, progressivement avec l'accroissement de la température, la population va s'étaler vers les hautes énergies, ce qui permet de bénéficier d'une meilleure transmission. Le nombre de porteurs étant conservé, l'étirement du terme de population se fait au détriment de la valeur maximum. Néanmoins, nous observons qu'à très basse température l'évolution de l'intégrande est quasiment nulle, plus précisément c'est le produit *population x température* qui reste constant. En effet, en dessous de 20-30 K l'élargissement est faible et la chute de la valeur maximum est compensée par la température, qui apparaît en facteur. Ainsi, on peut faire le développement limité de l'intégrande de l'équation (3.14) en considérant que la température est suffisamment faible pour que :

$$\frac{|E_F - E_z|}{k_B T_K} \gg 1 \quad (3.15)$$

De plus, le champ ($F = 100 \text{ kV/cm}$) est suffisamment fort pour négliger le terme au dénominateur du logarithme. Alors, l'intégrande s'approxime par :

$$\text{Intégrande} \approx \begin{cases} T(E_z) \cdot \frac{(E_F - E_z)}{k_B} & \text{pour } E_z \ll E_F \\ 0 & \text{pour } E_z \gg E_F \end{cases} \quad (3.16)$$

En conséquence, à basse température, le courant circulant à travers une barrière de potentiel n'est pas fonction de la température.

Tension de coude

On s'intéresse maintenant à la tension de coude qui est présentée figure 3.26. Pour l'ensemble des échantillons analysés, la tension de seuil entre le régime tunnel et le régime de fort champ se situe aux alentours de $0,6 \pm 0,1$ en tension normalisée. Une telle régularité de la tension de coude nous a d'abord fait penser à un fort lien entre les deux régimes de fonctionnement, ce qui va dans le sens du courant tunnel direct (cf. figure 3.5). Toutefois, il nous paraît intéressant d'étudier l'origine de cette tension de coude en revenant à l'origine du plateau tunnel.

Nous rappelons ici des résultats présentés dans la première partie du chapitre. Nous avons vu sur les différentes caractéristiques courant-tension que le plateau présente environ $N-5$ dents de scie. De plus, nous avons relevé sur ces courbes expérimentales des écarts de tension entre deux DDS compris entre 50 et 65 % de la différence d'énergie entre E_2 et E_1 . On rappelle que la figure 3.26 est présentée en fonction de la tension normalisée, qui est définie comme la tension divisée par le nombre de périodes et par l'énergie de l'absorption au pic. En conséquence, si nous tenons compte du fait que le régime TSR ne commence pas à zéro volt, mais qu'il y a un décalage en tension (Δ), nous pouvons estimer la fin du plateau tunnel. La tension de coude en tension normalisée est donnée par la relation (3.17).

$$V_{\text{coude}} \approx \frac{(N-5) \times (E_2 - E_1) \times 60\% + \Delta}{N \times (E_2 - E_1)} \approx 0,6 \quad (3.17)$$

Ainsi, aussi bien l'IPI que l'interprétation par CTD sont compatibles avec une tension de coude de 0,6, car il faut nécessairement que le transport ne soit plus limité par le courant TSR pour que le régime de fort champ induise une augmentation du courant.

Gain de bruit

Le gain de bruit présente un changement de pente à partir du moment où le régime de fort champ domine le courant total. Cette forte augmentation du gain de bruit traduit un excès de bruit par rapport au régime optique ou thermique. Le modèle classique de génération-recombinaison proposé par Beck prend en considération les fluctuations de porteurs dûs au courant tunnel. Par contre il ne prend pas en compte le mécanisme d'ionisation par impact. Nous donnons en (3.18) l'expression du gain de bruit dans le modèle de Beck^[34] pour une configuration uniforme (issu de l'équation (3.10)). On rappelle que t est la fraction de courant qui passe par effet tunnel directement de puits à puits, $(1-t)$ représente le courant qui passe par effet tunnel des puits vers le continuum et p_c la probabilité de capture.

$$g_{noise} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{N \cdot (t + (1-t) \cdot p_c)} \cdot \left(1 + \frac{(1-t) \cdot p_c \cdot (1-p_c)}{(t + (1-t) \cdot p_c)} \right) \quad (3.18)$$

Si on considère que le RDFC est dû à un CTD, alors l'augmentation du gain de bruit peut être due à une baisse du courant tunnel puits-puits et/ou une diminution de la probabilité de capture. Ces deux tendances sont cohérentes avec l'accroissement du champ électrique^[147,148].

L'effet de l'ionisation par impact sur le gain de bruit a été traité par H. Schneider^[149] en généralisant l'approche de Beck. Il considère pour cela que l'IPI induit des fluctuations de porteurs et en déduit un facteur d'excès de bruit. En outre, un résultat important de son calcul est que dans l'approximation $p_c \ll 1$ et $t=0$ (qui devrait être valide dans nos structures étant donné les fortes valeurs de champ), on peut exprimer l'influence de l'IPI sur le gain de photoconduction et sur le gain de bruit :

$$g'_{noise} = M \cdot g'_{photo} = M^2 \cdot \frac{1}{N \cdot p_c} ; \text{ pour } p_c \ll 1 \text{ et } t=0 \quad (3.19)$$

avec

$$M = \frac{p_c}{p_c - q} \text{ avec } q < p_c \quad (3.20)$$

M est le facteur de multiplication qui est défini à partir des probabilités de capture et d'ionisation (q). Levine *et al.*^[142] nous proposent une expression de ce coefficient :

$$q(E_k, \Delta E) = T(E_0 + \Delta E) \cdot \left(\frac{n_s \cdot e^4}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \epsilon_r \cdot E_k} \right) \cdot \left(1 - \frac{\Delta E}{E_k} \right)^{1/2} \quad (3.21)$$

avec E_k l'énergie de l'électron incident, ΔE l'énergie échangée lors de la diffusion et $T(E_k + \Delta E)$ la transmission de la barrière à l'énergie de l'électron ionisé.

Il s'ensuit que pour le calcul du gain de bruit en régime d'IPI, on se heurte à la nécessité de connaître la distribution en énergie du courant incident sur le puits. Nous ne disposons pas des

outils permettant de faire le calcul du coefficient d'ionisation. Et bien que les équations présentées en (3.19) et (3.20) supposent que l'ionisation a lieu de manière uniforme sur tous les puits, le résultat du calcul de Schneider est qualitativement exploitable. Notamment, l'équation (3.19) indique clairement une augmentation du gain de bruit dans le régime de fort champ.

Ainsi, les deux interprétations peuvent justifier une augmentation du bruit. En ce qui concerne les données expérimentales, nous observons sur la figure 3.27 un changement de pente sur le gain de bruit. Si on privilégie l'interprétation par CTD, alors la faible évolution du gain entre 0,5 et 3 V s'explique par un transfert des électrons vers les vallées secondaires. En particulier la vallée L présente un puits de potentiel dont la capture est bien plus efficace que le puits en $L^{[148]}$. Le changement de pente vers 3 V serait alors dû à une diminution de la probabilité de capture en L à partir d'un certain seuil de champ électrique. D'un autre côté, si on privilégie l'interprétation par l'IPI, alors cette soudaine augmentation du gain provient du facteur de multiplication qui devient supérieur à l'unité uniquement quand $q \neq 0$, c'est-à-dire en RDFC.

Réponse

Contrairement au bruit, l'impact du RDFC sur la réponse du détecteur n'est pas une constatation expérimentale systématique sur tous les QWIPs. Dans son article, R. Rehm^[143] reporte une signature du RDFC dans le gain de photoconduction sur un QWIP à 8,5 μm . Tandis que L. Gendron^[144] n'observe pas de trace du régime de fort champ dans le photocourant de QWIPs LW et VLW. Pour notre part, nous avons reporté sur la figure 3.28 une forte évolution de la réponse au pic d'un détecteur MW en RDFC.

Dans les deux interprétations, l'augmentation de la réponse au pic pourrait s'expliquer par une augmentation du gain de photoconduction. Toutefois, nous observons sur la figure 3.28 que l'augmentation de la réponse est bien plus faible que l'augmentation du gain de bruit. Ainsi, à 110 K nous relevons un facteur d'accroissement de la réponse au pic légèrement supérieur à deux, tandis que dans les mêmes conditions le gain de bruit augmente de plus d'un ordre de grandeur. Or, pour le CTD le rapport g_{noise} sur g_{photo} ne peut être supérieur à 2 (cf. équation (1.14)), alors que pour l'IPI, ce rapport est défini comme le facteur de multiplication M qui peut prendre toutes les valeurs entre l'unité ($q=0$) et l'infini ($p_c \rightarrow q$).

En outre, l'interprétation du RDFC par le courant tunnel direct ne nous permet pas de justifier pourquoi l'influence de ce régime de fonctionnement sur la réponse diffère d'un échantillon à l'autre. En revanche, l'IPI étant un phénomène localisé, en fonction de l'emplacement du puits où a lieu l'ionisation, son influence sur le photocourant sera différente. En particulier, si l'IPI a lieu sur le premier puits, alors les seuls porteurs présents dans le continuum sont les électrons d'obscurité injectés depuis le contact et donc l'ionisation n'a pas d'effet direct sur les photoélectrons. Cette situation pourrait correspondre aux échantillons étudiés par L. Gendron, car la configuration de l'injecteur entraîne un fort champ électrique sur la première barrière de ses structures.

En comparant la figure 3.28 et la figure 3.27, on remarque que bien que la gamme de tension soit similaire, l'augmentation de la réponse et l'augmentation du gain de bruit ne présentent pas la même dépendance avec la tension. De plus, aucune des deux interprétations ne peut prétendre à expliquer le décalage spectral observé sur le spectre de réponse. C'est

pourquoi nous estimons qu'un autre effet physique pourrait être à l'origine du comportement de la réponse. En effet, les forts champs électriques pourraient permettre l'émission de porteurs du niveau d'impureté $2p_z$ vers le continuum, ce qui induirait un accroissement de la réponse au pic et un basculement de la longueur d'onde au pic de E_2-E_1 à $E_{2pz}-E_{1s}$. Toutefois, l'hypothèse d'une contribution des niveaux d'impureté au photocourant devra être vérifiée par calcul pour savoir si le fort niveau de dopage dans cette structure n'est pas supérieur à la transition de Mott dans cette structure à fort confinement^[137]. Dans ce cas, l'évolution du gabarit spectral serait due à un effet Stark et le changement dans la réponse à une influence du RDFC sur le gain de photoconduction.

SYNTHESE

Cette confrontation entre les deux interprétations et les données expérimentales n'a pas permis de mettre nettement en avant un modèle par rapport à l'autre. En particulier, la dépendance en tension et température des caractéristiques courant-tension est correctement interprétable par le CTD et l'IPI. En revanche, les caractéristiques de gains de bruit et de photoconduction semblent favoriser l'ionisation par impact. Toutefois, bien que notre sentiment soit de privilégier la piste de l'ionisation par impact aux dépens du courant tunnel direct, l'absence de simulations fiables ne nous permet pas de conclure.

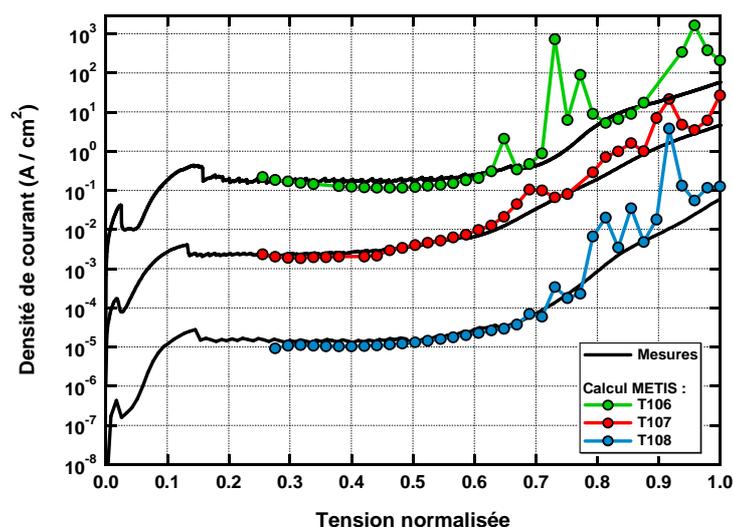


Figure 3.33 : Comparaison du courant mesuré (noir) sur le T106, T107 et T108 avec la simulation (couleurs) par le modèle diffusif. À forte tension, les pics de courant sont dus à des anticroisements entre les niveaux fondamentaux et des états du continuum.

En ce sens, nous avons commencé un travail de modélisation numérique du QWIP par un modèle d'équation bilan des taux de diffusion^[136]. Dans un premier temps, nous avons considéré les mécanismes à un électron : phonons longitudinaux optiques et acoustiques, rugosité, désordre d'alliage et impuretés ionisés. L'interaction électron-électron étant plus complexe et surtout plus coûteuse en calcul^[153, 155], elle sera prise en compte dans un deuxième temps. Les premiers résultats sont très encourageants et bien que ces simulations soient essentiellement dues au travail de V. Trinité et d'E. Ouerghemmi, nous présentons sur la figure 3.33 les résultats pour les échantillons T106, T107 et T108 (étude en fonction de la largeur de barrière).

Aux faibles tensions, nous obtenons un très bon accord sur le calcul du courant de vallée. À plus forte tension, les alignements de niveaux induisent des pics de courants, néanmoins en dehors des anticroisements, nous obtenons là encore un bon accord avec les données expérimentales. À terme, cet outil de simulation devrait nous permettre de modéliser l'ionisation par impact.

Pour finir, nous présentons les conséquences du régime de fort champ sur les performances d'un détecteur et d'un hybride. La figure 3.34 montre la détectivité spécifique du T472 ainsi que la NETD de l'hybride formé par le T472 et le circuit de lecture Indigo 9803^[156].

Si on s'intéresse à la figure de mérite du détecteur, on observe que la détectivité (en rouge) reste constante dans une large plage de tensions jusqu'à ce que le RDFC débute. À partir de la tension de coude, il y a une très forte dégradation du rapport signal à bruit. La NETD (en bleu) présente un autre comportement : celle-ci s'améliore continuellement jusqu'à la tension de coude pour ensuite se dégrader fortement. Cette tendance s'explique par le fait que le bruit de l'hybride est dominé par le bruit du circuit de lecture tant que le QWIP n'est pas en RDFC. C'est pourquoi, pour des tensions inférieures à la tension de coude, l'augmentation de la réponse entraîne une amélioration de la NETD. Le régime de fort champ a pour conséquence directe de saturer très rapidement la capacité d'intégration du ROIC et donc d'empêcher la polarisation de l'hybride à plus forte tension, ce qui permettrait de bénéficier d'une meilleure réponse et d'une meilleure NETD.

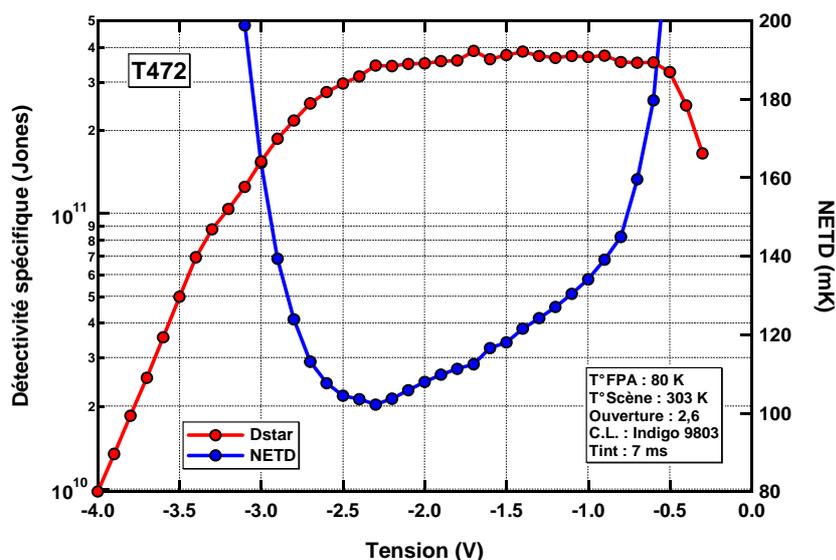


Figure 3.34 : Influence du RDFC sur la détectivité spécifique et sur la NETD

Conclusion de chapitre

Ce premier chapitre de transport électronique nous a permis de discuter des régimes de fonctionnement non usuels pour des QWIPs. Néanmoins, l'extension du domaine spectral accessible à ces détecteurs fait que pour certaines longueurs d'onde et certaines conditions opérationnelles ces régimes peuvent devenir limitants. En particulier, le régime de fort champ limite les performances des hybrides QWIPs en MW. Quant au régime tunnel séquentiel

résonant, celui-ci limite les performances ultimes des détecteurs VLW à basse température, ce qui est notamment le cas pour les applications en astrophysique terrestres.

L'étude du régime tunnel séquentiel résonant nous a permis de démontrer et de valider expérimentalement une expression du courant tunnel résonant. En outre, nous avons présenté des mesures originales de bruit et de réponse dans ce régime de transport. À partir de ces données expérimentales, nous avons proposé plusieurs axes d'étude qui constituent un point de départ intéressant pour une analyse plus approfondie.

En ce qui concerne le régime de fort champ, nous avons présenté une liste exhaustive des caractéristiques électro-optiques associées. Après quoi, nous avons confronté les deux interprétations proposées dans la littérature aux mesures. Bien que cette étude ne nous permette pas de conclure sur l'un ou l'autre des modèles, nous avons développé plusieurs raisonnements qui permettent d'interpréter les données expérimentales. À terme, la mise en place d'un outil de simulation permettant de rendre compte du gain de bruit et du gain de photoconduction devrait permettre de clore ce débat.

Chapitre 4 :

ÉTUDES EN REGIMES THERMOÏONIQUE ET OPTIQUE

Les modes de fonctionnement conventionnels des QWIPs correspondent aux régimes thermoïonique et optique. Dans le premier cas, le transport est dominé par un courant d'obscurité d'origine thermique, tandis que dans le second cas le courant est majoritairement constitué de porteurs photoexcités. L'étude de ces régimes de transport signifie qu'il faut nécessairement traiter de la problématique d'émission et de capture entre le système électronique à deux dimensions qu'est le puits quantique et le système électronique à trois dimensions que constitue le continuum d'états dans les barrières.

Ce passage du puits vers le continuum constitue à la fois la force et la faiblesse de ce composant, car il permet d'une part d'obtenir une forte réponse, mais d'autre part il entraîne un courant d'obscurité important.

Depuis de nombreuses années, les couches actives utilisées dans les détecteurs QWIPs sont constituées d'hétérostructures simples (généralement un puits et une barrière) répétées de façon périodique. Cependant, l'optimisation des performances des détecteurs ou l'obtention de nouvelles fonctionnalités passe nécessairement par la conception de structures plus complexes. Nous allons voir au cours de ce chapitre que la conception de ces QWIPs n'est pas triviale et qu'il est impératif de disposer d'un outil de simulation fiable et robuste afin de prévoir et d'anticiper le comportement et les performances de ces détecteurs.

Dans une première partie, nous allons présenter les hypothèses et les capacités du modèle photoémissif que nous avons mis en place. Puis, nous appliquerons ce modèle à l'étude de structures inhomogènes que sont les structures interdigitées, c'est-à-dire les couches comportant une alternance de différents types de puits, et les QWIPs non-uniformes, qui sont des structures dont les épaisseurs de barrières et les dopages des puits varient le long de la couche active.

4.1 APPROCHE PHOTOEMISSIVE DU TRANSPORT DANS LES QWIPS

Le modèle photoémissif correspond à une approche macroscopique du transport, c'est-à-dire que l'on ne se préoccupe pas des mécanismes de conduction sous-jacents (i.e. les processus de diffusion) qui permettent le transport. Ce modèle, initialement proposé par Liu^[158], puis repris par Thibaudeau^[159], repose sur l'équilibre des flux d'électrons entrant et sortant du puits. Cependant, il nous paraît plus adéquat de faire le bilan non pas sur le puits, mais à travers la barrière entre deux puits. La figure 4.1 présente les bilans photoémissifs sur le puits et sur la barrière.

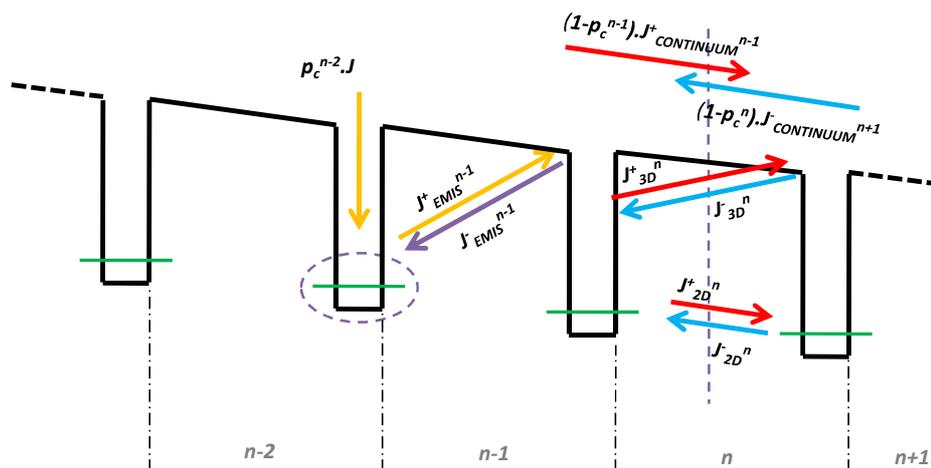


Figure 4.1 : Bilans photoémissifs sur le puits (à gauche) et sur la barrière (à droite), les exposants + et – indiquent si le courant va dans le même sens ou dans le sens contraire au courant injecté

L'approche de Thibaudeau comporte certaines hypothèses : il n'y a pas d'émission de courant vers l'amont ; il n'y a pas de courant dans le continuum qui remonte la structure ; il n'y a pas de courant tunnel entre deux puits (J_{2D}), et le courant émis (J_{EMIS}) par le puits se retrouve intégralement dans le continuum. Ces hypothèses sont valides dans le cas de structures simples (un seul type de puits) sous fort champ, ce qui correspond aux structures habituellement utilisées. Toutefois, à faible champ et pour des structures à plusieurs types de puits, ces hypothèses ne sont pas toujours vérifiées.

En ce qui concerne le bilan sur la barrière, notre approche considère plusieurs courants : un courant qui circule dans la barrière entre deux puits voisins (J_{2D}), celui-ci étant intégralement capturé par les puits ; un courant qui passe par-dessus la barrière (J_{3D}) et qui vient s'ajouter au courant circulant dans le continuum ; les courants du continuum non capturés par les puits amont et aval ($J_{CONTINUUM}$). Cette approche, plus complète, nous permet d'adresser une plus grande diversité de structures.

Dans un premier temps, nous allons présenter en détail ce modèle photoémissif revisité. Une attention particulière sera portée sur les hypothèses et les domaines de validité. Puis, nous présenterons une analyse de l'influence des paramètres de calcul sur les résultats numériques ainsi qu'une comparaison avec les données expérimentales. Pour finir, nous discuterons des limitations et domaines d'utilisation du modèle.

4.1.1 DESCRIPTION DU MODELE

Le modèle photoémissif est basé sur le bilan des flux passant à travers les barrières. Comme le courant est conservé dans toute la structure, quel que soit le plan choisi pour faire le bilan, la somme algébrique des courants est égale au courant injecté à travers la première barrière, qui est égal au courant total (J). La figure 4.2 présente le schéma des flux considérés dans le modèle numérique.

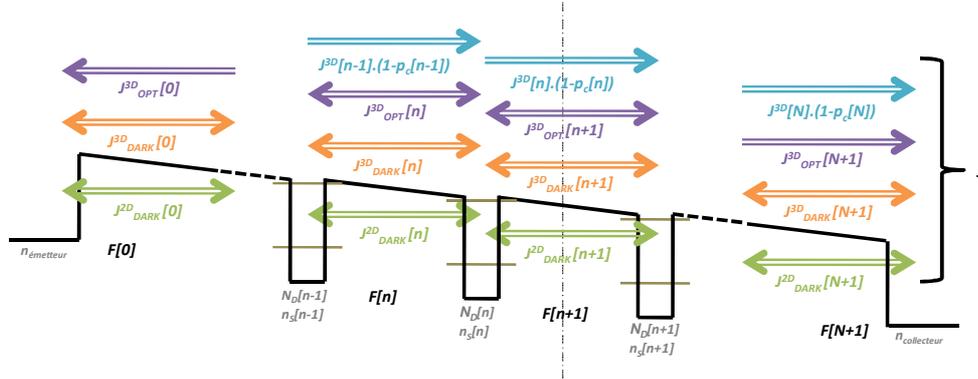


Figure 4.2 : Description des flux considérés dans le modèle numérique

avec F le champ électrique sur la barrière (en kV.cm^{-1}), N_b le dopage surfacique des puits (en atomes.cm^{-2}), n_s la densité surfacique de porteurs (en électrons.cm^{-2}) peuplant le niveau fondamental, ainsi que $n_{\text{émetteur}}$ et $n_{\text{collecteur}}$ le dopage volumique des contacts (en atomes.cm^{-3}). On considère par la suite deux sources de courant : le courant d'obscurité (J_{DARK}) et le courant optique (J_{OPT}). Le courant d'obscurité échangé entre deux réservoirs voisins (émetteur/puits, puits/puits ou puits/collecteur) est décomposé en courant 2D (J_{DARK}^{2D}) et 3D (J_{DARK}^{3D}). Le courant d'obscurité 2D correspond aux porteurs ayant une énergie inférieure à l'énergie du continuum dans la période concernée et le courant d'obscurité 3D correspond aux porteurs qui passent par le continuum. Le courant optique (J_{OPT}^{3D}) est considéré comme étant uniquement de type 3D. Le courant 3D total (J^{3D}) correspond alors à la somme du courant optique et du courant dark 3D. Au niveau de chaque puits, une partie du courant 3D est capturé (p_c) par le puits et l'autre partie est transmise vers la barrière suivante.

N.B. L'appellation "3D" vient du fait que le courant passe par le système électronique à trois dimensions qu'est le continuum, tandis que le courant "2D" circule uniquement entre les systèmes électroniques à deux dimensions que sont les puits (cf. partie 3.1). On parle de courant 2D pour les électrons qui ont une énergie perpendiculaire telle que la barrière tunnel soit de forme trapézoïdale et de courant 3D quand la barrière est triangulaire (cf. figure 4.3).

Nous faisons l'hypothèse qu'il n'y a pas de courant en provenance de la période aval, c'est-à-dire que le flux noté $(1-p_c^n).J_{\text{CONTINUUM}}^{n+1}$ sur la figure 4.1 est nul. Cela revient à considérer que le courant $J_{\text{CONTINUUM}}^{n+1}$ est faible et/ou que la probabilité de capture p_c^n du courant qui remonte la structure est forte. Étant donné l'orientation du champ électrique moyen dans la structure, cette hypothèse nous semble être une approximation correcte. Nous sommes amenés à faire cette simplification, car la résolution numérique du modèle a lieu de manière itérative en descendant la structure (*i.e.* de l'émetteur vers le collecteur), c'est pourquoi il ne nous est pas possible de connaître le courant qui remonte la structure en provenance de la période suivante.

Si on fait le bilan des flux passant par la barrière $n+1$ on obtient la relation suivante :

$$\begin{aligned} J &= J^{3D} [n] \cdot (1 - p_c [n]) + J_{OPT}^{3D} [n+1] + J_{DARK}^{3D} [n+1] + J_{DARK}^{2D} [n+1] \\ &= (J - J_{DARK}^{2D} [n]) \cdot (1 - p_c [n]) + J_{OPT}^{3D} [n+1] + J_{DARK}^{3D} [n+1] + J_{DARK}^{2D} [n+1] \end{aligned} \quad (4.1)$$

Les puits peuvent être considérés comme des plans de charge séparés par une barrière isolante ($\epsilon_0 \epsilon_R$). La densité de porteurs présente dans les puits vérifie alors l'équation locale de Maxwell-Gauss :

$$e \cdot (N_D [n] - n_s [n]) = \epsilon_0 \cdot \epsilon_R \cdot (F [n+1] - F [n]) \quad (4.2)$$

On considère que le nombre total de porteurs libres est égal au nombre de dopants silicium introduit dans la structure :

$$\sum_{i=1}^N n_s [n] = \sum_{i=1}^N N_D [n] \quad (4.3)$$

De plus, on suppose que la population électronique des contacts est toujours égale au dopage.

Nous avons comme inconnues $N+1$ champs, N densités surfaciques de charge et un courant J et nous avons $N+1$ équations (4.1) et N équations (4.2). Ainsi, si on fixe le courant dans la structure, on peut résoudre le système. La tension aux bornes de la couche est alors donnée par la différence des potentiels chimiques entre l'émetteur et le collecteur ($V = \mu_E - \mu_C$).

Dans les prochaines sections, nous détaillerons les différentes caractéristiques physiques du modèle. Nous commencerons par présenter le courant d'obscurité et le courant optique, puis nous présenterons le calcul de la réponse spectrale et pour finir nous discuterons brièvement du gain et du bruit.

4.1.1.1 MODELISATION DES COURANTS

Dans les expressions qui vont suivre, il est nécessaire de connaître les potentiels chimiques (μ) des différents systèmes électroniques. Malgré le passage d'un courant, nous supposons que l'équilibre thermodynamique est respecté dans les puits et les contacts, car la relaxation en bas de sousbande est assurée par la diffusion électron-électron^[139]. De sorte que la distribution de porteurs en fonction de l'énergie est donnée par la fonction de Fermi-Dirac :

$$f_{FD}(E, T) = \left(1 + \exp \left(\frac{E - \mu(T)}{k_B \cdot T} \right) \right)^{-1} \quad (4.4)$$

Pour le potentiel chimique (μ_{2D}) du puits nous retenons l'expression analytique (4.5) (électrons sans interaction, une seule bande avec dispersion parabolique), la référence en énergie étant le bas de la sousbande fondamentale :

$$\mu_{2D}(T) = k_B \cdot T \cdot \ln \left(\exp \left(\frac{\pi \cdot \hbar^2 \cdot n_s}{m_{eff} \cdot k_B \cdot T} \right) - 1 \right) \quad (4.5)$$

Quant au potentiel chimique (μ_{3D}) des contacts, afin de ne pas alourdir les calculs, nous retenons une expression qui est une régression polynomiale à l'ordre six du calcul numérique exact. Cette expression est valide pour des températures inférieures à la température de Fermi (T_F) (636 K et 452 K pour le GaAs dopé $1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$) :

$$\mu_{3D}(T) = E_F^{3D} \cdot \left(1 + \sum_{i=2}^6 \left[a_i \cdot \left(\frac{T \cdot k_B}{E_F^{3D}} \right)^i \right] \right) \quad (4.6)$$

avec $a_2 = -\pi^2/12$, $a_3 = -0,7787$, $a_4 = 0,8921$, $a_5 = -0,368$, $a_6 = 0,05565$ et :

$$E_F^{3D} = \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_c} \cdot (3 \cdot \pi^2 \cdot n_c)^{2/3} \quad (4.7)$$

COURANT D'OBSCURITE

Le calcul du courant d'obscurité entre deux puits consécutifs est un élément clé du modèle. Nous utilisons l'expression (4.8)* proposée par R. Tsu *et al.*^[151] :

$$J_{1 \leftrightarrow 2}(T) = \frac{e \cdot m \cdot k_B \cdot T}{2 \cdot \pi^2 \cdot \hbar^3} \cdot \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} T(E_Z) \cdot \ln \left(\frac{1 + \exp\left(\frac{\mu_1(T) - E_Z}{k_B \cdot T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{\mu_2(T) - E_Z - eV}{k_B \cdot T}\right)} \right) \cdot dE_Z, \text{ en } [\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}] \quad (4.8)$$

avec $T(E_Z)$ la transmission tunnel de la barrière en fonction de l'énergie perpendiculaire (E_Z) et eV la tension appliquée entre les deux puits. Cette expression correspond à un courant tunnel cohérent entre deux réservoirs d'électrons 3D. Le numérateur du logarithme représente le courant de gauche à droite, et le dénominateur représente le courant de droite à gauche. Ce sont les bornes E_{\min} et E_{\max} qui définissent les courants J_{2D} et J_{3D} . Dans l'exemple de gauche de la figure 4.3 (*i.e.* champ négatif), nous avons : $E_{\min}^{2D} = 0$; $E_{\max}^{2D} = V_B + e \cdot F \cdot L_B$; $E_{\min}^{3D} = E_{\max}^{2D}$; $E_{\max}^{3D} = +\infty$.

Afin d'optimiser le temps de calcul, nous utilisons pour la transmission tunnel, les expressions analytiques (4.9) et (4.10) fournies par l'approximation WKB (Wentzel, Kramers, Brillouin) dans le cadre des géométries rectangulaire et trapézoïdale^[157] (cf. figure 4.3). Pour un champ F négatif (*i.e.* une tension V positive), la transmission s'écrit :

$$T_B(E_Z) = \begin{cases} 1 & \text{si } E_Z \geq V_B \\ e^{+\frac{4}{3 \cdot e \cdot F} \sqrt{\frac{2 \cdot m_B \cdot (V_B - E_Z)^3}{\hbar^2}}} & \text{si } V_B + e \cdot F \cdot L_B \leq E_Z \leq V_B \\ e^{+\frac{4}{3 \cdot e \cdot F} \left(\sqrt{\frac{2 \cdot m_B \cdot (V_B - E_Z)^3}{\hbar^2}} - \sqrt{\frac{2 \cdot m_B \cdot (V_B + e \cdot F \cdot L_B - E_Z)^3}{\hbar^2}} \right)} & \text{si } 0 \leq E_Z \leq V_B + e \cdot F \cdot L_B \end{cases} \quad (4.9)$$

* Expression identique à l'équation (3.14) du chapitre précédent.

Pour un champ F positif (*i.e.* une tension V négative), la transmission s'écrit :

$$T_B(E_Z) = \begin{cases} 1 & \text{si } E_Z \geq V_B + e.F.L_B \\ e^{-\frac{4}{3 \cdot e \cdot F} \sqrt{\frac{2 \cdot m_B \cdot (V_B + e \cdot F \cdot L_B - E_Z)^3}{\hbar^2}}} & \text{si } V_B + e.F.L_B \geq E_Z \geq V_B \\ e^{-\frac{4}{3 \cdot e \cdot F} \left(\sqrt{\frac{2 \cdot m_B \cdot (V_B + e \cdot F \cdot L_B - E_Z)^3}{\hbar^2}} - \sqrt{\frac{2 \cdot m_B \cdot (V_B - E_Z)^3}{\hbar^2}} \right)} & \text{si } e.F.L_B \leq E_Z \leq V_B \end{cases} \quad (4.10)$$

L'expression (4.8) permet de calculer le courant entre deux réservoirs 3D. Or, on s'intéresse ici aux courants entre des puits, c'est-à-dire des réservoirs 2D. Néanmoins, tout comme d'autres auteurs^[158,159], nous faisons ici notre plus forte approximation et proposons d'utiliser la formule de Tsu^[151] pour calculer le courant entre des réservoirs 2D ↔ 2D et 2D ↔ 3D. Cette approximation est justifiée par le résultat de Meshkov^[160]. Son article présente des calculs théoriques de courant tunnel entre un réservoir 2D et un réservoir 3D. En raison des processus de diffusifs, il montre que la probabilité de présence "à longue distance" dépend de l'énergie totale et non pas de l'énergie de la sousbande. C'est pourquoi, dans la formule (4.8) il y a une intégration sur E_Z et non pas uniquement sur l'énergie de la sousbande.

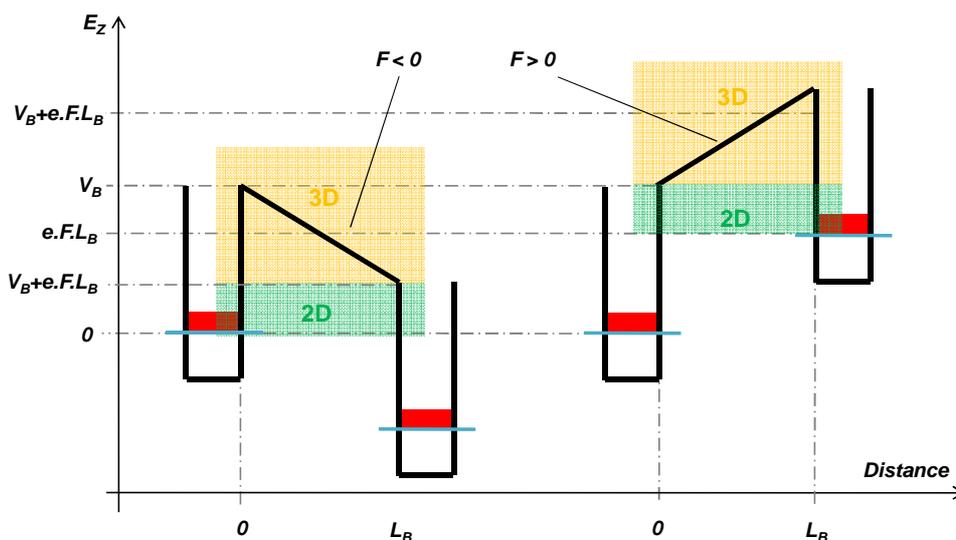


Figure 4.3 : Description schématique des barrières tunnel (de hauteur V_B et largeur L_B) et des zones 2D et 3D

COURANT OPTIQUE

Le calcul du courant optique est basé sur les hypothèses suivantes : le niveau excité est confiné dans le puits et la population du niveau excité est suffisamment faible devant la population du niveau fondamental pour être négligée.

Le puits quantique est modélisé par un système à deux niveaux, entouré par un continuum d'états (cf. figure 4.4). Un électron photoexcité vers le niveau E_1 va dans un premier temps se trouver "à proximité" du puits, après quoi, il aura la possibilité de se désexciter vers E_0 (avec un temps caractéristique τ_R) ou bien de "sortir" du puits pour passer dans le continuum

(avec un temps caractéristique τ_E)^[161]. On s'intéresse à la population N_{EXC} (cm^{-2}) excitée sur le niveau E_1 lors de l'illumination par la densité spectrale photonique dN_{PHOT} ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{meV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$). L'évolution temporelle de N_{EXC} est gouvernée par l'équation suivante :

$$\frac{dN_{EXC}}{dt} = \alpha \cdot dN_{PHOT} - \frac{N_{EXC}}{\tau_R} - \frac{N_{EXC}}{\tau_E^{amont}} - \frac{N_{EXC}}{\tau_E^{aval}} \quad (4.11)$$

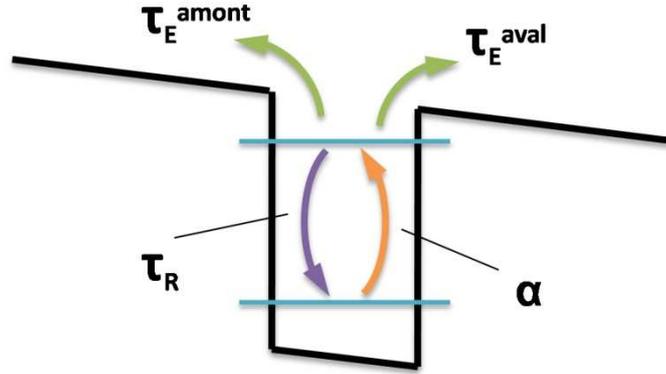


Figure 4.4 : Système à deux niveaux équivalents au puits

avec E l'énergie (en meV) de l'onde électromagnétique incidente, τ_E^{amont} et τ_E^{aval} le temps d'émission vers l'amont et l'aval et α l'absorption qui est calculée en utilisant l'expression (1.10). On suppose que l'élargissement Γ (en meV) de l'absorption est limité par le temps de déphasage ($T_2 \approx 100 \text{ fs}$)^[162] :

$$\frac{\Gamma}{\hbar} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{T_2} + \frac{1}{\tau_E} \approx \frac{1}{T_2} \quad (4.12)$$

En régime permanent, on peut exprimer N_{EXC} :

$$N_{EXC} = \frac{\alpha \cdot dN_{PHOT}}{\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_E^{amont}} + \frac{1}{\tau_E^{aval}}} \quad (4.13)$$

On peut écrire le courant optique $dJ_{OPT}^{émis}$ ($\text{A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{meV}^{-1}$) généré par l'éclairement comme^[163] :

$$dJ_{OPT}^{émis}(E) = e \cdot \frac{N_{EXC}(E)}{\tau_E(E)} = e \cdot \frac{\alpha(E) \cdot dN_{PHOT}(E)}{\frac{1}{\tau_R(E)} + \frac{1}{\tau_E^{amont}(E)} + \frac{1}{\tau_E^{aval}(E)}} \cdot \left(\frac{1}{\tau_E^{amont}(E)} + \frac{1}{\tau_E^{aval}(E)} \right) \quad (4.14)$$

Cependant, l'expression qui nous intéresse est le courant optique dJ_{OPT} ($\text{A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{meV}^{-1}$) circulant à travers la barrière entre les puits i et $i+1$. Celle-ci s'écrit comme :

$$dJ_{OPT}(E) = e \cdot (A(E)[i] \cdot \rho_E^{aval}(E)[i] - A(E)[i+1] \cdot \rho_E^{amont}(E)[i+1]) \quad (4.15)$$

avec :

$$A(E) = \alpha(E) \cdot dN_{PHOT}(E) \quad (4.16)$$

et :

$$p_E^{aval\ ou\ amont}(E) = \frac{1}{\frac{1}{\tau_R(E)} + \frac{1}{\tau_E^{amont}(E)} + \frac{1}{\tau_E^{aval}(E)}} \quad (4.17)$$

Nous venons d'introduire deux grandeurs importantes que sont l'absorption d'un puits A et la probabilité d'émission p_E . Finalement, le courant optique se calcule en intégrant dJ_{OPT} sur l'énergie incidente :

$$J_{OPT} = \int_0^{\infty} dJ_{OPT}(E).dE \quad (4.18)$$

Pour le calcul de N_{PHOT} (flux de photons issu de la scène et qui arrive sur la surface du détecteur), nous considérons que la scène observée est un corps noir à la température T_{CN} vu à travers un système optique d'ouverture numérique $\#$:

$$dN_{PHOT}(E) = \left(2 \cdot \pi \cdot c \cdot \left(\frac{E}{h \cdot c} \right)^3 \frac{1}{e^{\frac{E}{k_B \cdot T_{CN}}} - 1} \right) \cdot \left(\frac{1}{1 + 4\#^2} \right) \cdot \frac{dE}{E} \quad (4.19)$$

4.1.1.2 MODELISATION DE LA REPONSE SPECTRALE

La réponse spectrale est calculée en utilisant l'expression (1.9) qui est présentée dans le premier chapitre. Cette expression requière la connaissance de l'absorption, du gain de photoconduction et de la probabilité d'émission. L'absorption des puits est calculée en utilisant l'expression (1.10) présentée précédemment. Le gain de photoconduction est déterminé à l'aide de l'expression (1.7), avec $t[i] = J_{2D}[i]/J$. Quant à la probabilité d'émission, nous utilisons l'expression (4.17).

Ces expressions nécessitent de connaître la fonction de couplage optique ainsi que les temps d'émission et de recombinaison. C'est pourquoi, nous allons maintenant discuter de ces différents paramètres.

FONCTION DE COUPLAGE OPTIQUE

Intéressons-nous tout d'abord à la fonction de couplage optique, c'est-à-dire au terme $(E_z^{EM}/E_0^{EM})^2$ dans l'équation (1.10). Celui-ci rend compte de la valeur du champ "absorbable" dans la structure en fonction de l'énergie et de la position. La description complète de la fonction de couplage passe par une simulation numérique par différences finies dans l'espace (FEM) ou par différences finies dans le temps (FDTD). Plusieurs codes sont disponibles, cependant, nous ne disposons pas de résolution couplée électronique/électromagnétique. C'est pourquoi nous faisons l'approximation que l'absorption est suffisamment faible pour ne pas atténuer ou perturber le champ électromagnétique à l'intérieur de la structure. Deux configurations de couplage optique sont envisagées, auxquelles on ajoute la possibilité d'utiliser une cartographie du champ électromagnétique fournie par les logiciels de simulation EM extérieurs au programme METIS.

La première configuration de couplage correspond à une transmission simple passage à travers une lame à faces parallèles^[163]. On suppose que le champ incident est "correctement" polarisé, c'est-à-dire en polarisation TM/p, le champ électrique se trouve donc dans le plan d'incidence. Pour un faisceau arrivant avec un angle θ par rapport à la normale, la fonction de couplage s'écrit :

$$\left(\frac{E_z^{EM}}{E_0^{EM}} \right)^2 = \frac{\sin^2(\theta)}{\cos(\theta)} \quad (4.20)$$

La deuxième géométrie de couplage correspond à la configuration classique des QWIPs, c'est-à-dire un éclairage en face arrière avec une structure de couplage fonctionnant en réflexion. Nous avons implémenté un réseau de couplage lamellaire, sinusoïdal, de taille infinie, car il existe une expression analytique de sa fonction de couplage^[32]. On suppose aussi que le champ incident est polarisé TM et on exprime la fonction de couplage comme :

$$\left(\frac{E_z^{EM}}{E_0^{EM}} \right)^2 = \left[\frac{k \cdot h}{\sqrt{K^2 - k^2}} \cdot \exp\left(-\sqrt{K^2 - k^2} \cdot Z\right) \right]^2 \cdot \frac{1}{2} \quad (4.21)$$

avec $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ et $k = \frac{E \cdot n_{OPT}}{\hbar \cdot c}$

Λ est la période du réseau, l'axe de croissance est selon Z avec pour origine le haut des réseaux et h est la profondeur de gravure des réseaux (cf. figure 1.13). L'expression (4.21) est un développement au premier ordre valable pour de faibles profondeurs de gravure. On reconnaît l'allure générale de la fonction de couplage d'un réseau : spectralement celle-ci est résonnante en $\Lambda = \lambda \cdot n_{OPT}^{-1}$; spatialement la fonction est exponentiellement décroissante en s'éloignant des réseaux en dessous de la résonance ($\Lambda < \lambda \cdot n_{OPT}^{-1}$) et propagative au dessus ($\Lambda > \lambda \cdot n_{OPT}^{-1}$).

TEMPS D'EMISSION ET DE RECOMBINAISON

Une fois sur le niveau excité un électron doit passer dans le continuum afin de contribuer au photocourant. Pour ce faire, il passe à travers la barrière par effet tunnel assisté en champ. La dépendance en énergie de ce processus est très forte, et comme la barrière effective vue par le niveau excité change en fonction du champ, la probabilité d'émission change elle aussi en fonction du champ.

Historiquement la probabilité d'émission dans les QWIPs a été étudiée par F. Luc^[163,164]. Selon son approche, la probabilité d'émission correspond à la convolution d'une fonction de Heavyside en $E=V_B$ et d'une distribution gaussienne qui représente la fluctuation du niveau excité dans le plan en raison de l'épitaxie. Si on prend en compte le décalage de la barrière avec un champ électrique dans le puits et que l'on intègre sur la distribution, on arrive à l'expression suivante pour le temps d'émission (modèle *LUC*) :

$$\tau_E(E) = \tau_R \cdot \left(\left[\frac{1}{2} \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{V_B^{\text{eff}} - \left(E - \frac{e \cdot F_W \cdot L_W}{2} \right)}{\sqrt{2} \cdot \Delta \varepsilon} \right) \right]^{-1} - 1 \right) \quad (4.22)$$

avec erfc la fonction erreur complémentaire, $\Delta \varepsilon$ la variance de la distribution (quelques meV), et F_W le champ dans le puits. Le terme $e \cdot F_W \cdot L_W / 2$ représente la correction de l'énergie d'émission dû au champ électrique dans le puits. V_B^{eff} correspond à la hauteur de barrière effective. Si le champ induit un abaissement de barrière alors $V_B^{\text{eff}} = V_B$ (à gauche sur la figure 4.3). Si au contraire la barrière augmente alors $V_B^{\text{eff}} = V_B + e \cdot F \cdot L_B$ (à droite sur la figure 4.3).

La seconde approche consiste à calculer le temps d'émission à partir de la fréquence d'essai à laquelle les électrons tentent de franchir la barrière tunnel^[139]. En associant une vitesse à l'énergie cinétique des électrons sur le niveau excité, on définit le temps entre deux essais et on exprime le temps d'émission comme (modèle ESSAI):

$$\tau_E(E) = \tau_{\text{essai}} \cdot \frac{1}{T_B(E)} = \sqrt{\frac{2 \cdot m \cdot L_W^2}{E_1}} \cdot \frac{1}{T_B(E)} \quad (4.23)$$

Pour finir, nous faisons l'hypothèse d'un temps de recombinaison indépendant de l'énergie. Ce temps est calculé à partir des taux de diffusion par les différents processus, il est compris entre 1 et 1,5 ps. Ainsi, en utilisant l'une ou l'autre des expressions pour le temps d'émission, on peut calculer la probabilité d'émission en utilisant l'expression (4.17).

4.1.1.3 GAINS ET BRUIT

Le gain de photoconduction (g_{photo}) et le gain de bruit (g_{noise}) sont définis à partir du modèle de W. A. Beck^[34]. Leurs expressions ont déjà été présentées précédemment (équations (1.7) et (3.10)). Néanmoins nous redonnons ici l'expression du gain de bruit qui fait intervenir le gain de photoconduction :

$$\begin{aligned} g_{\text{noise}} &= \frac{1}{2} \cdot g_{\text{photo}} \cdot \left(1 + \frac{\sum_{i=1}^N (1-t[i]) \cdot p_c[i] \cdot (1-p_c[i])}{\sum_{i=1}^N (t[i] + (1-t[i]) \cdot p_c[i])} \right) \\ &= \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\sum_{i=1}^N (t[i] + (1-t[i]) \cdot p_c[i])} \cdot \left(1 + \frac{\sum_{i=1}^N (1-t[i]) \cdot p_c[i] \cdot (1-p_c[i])}{\sum_{i=1}^N (t[i] + (1-t[i]) \cdot p_c[i])} \right) \end{aligned} \quad (4.24)$$

Pour le calcul de la densité spectrale de bruit, nous tenons compte à la fois du bruit de génération-recombinaison et du bruit thermique. Dans le modèle photoémissif, nous utilisons l'expression (1.13) qui est présentée au chapitre 1.

En conclusion, le modèle de transport photoémissif des QWIPs permet de simuler les densités de courant optique et d'obscurité, ainsi que l'absorption et la réponse spectrale. Après

quoi, en appliquant le modèle de Beck (cf. section 1.2), nous en déduisons les gains de bruit et de photoconduction, ce qui nous permet de calculer le bruit.

Ce modèle est implémenté numériquement au sein du programme METIS (Modélisation Electronique du Transport Inter-Sousbande). Les niveaux électroniques et les forces d'oscillateurs sont calculés à zéro volt par le module Schrödinger de METIS. On suppose ensuite que leurs valeurs sont indépendantes de la tension. Pour finir, nous utilisons une résolution autocohérente sur le champ électrique, car l'équation (4.1) présuppose une distribution de champ qui est solution de l'équation (4.2), avec le critère de convergence portant sur la tension aux bornes du composant.

4.1.2 VALIDATION DU MODELE

Nous allons maintenant nous intéresser à la validité du modèle photoémissif. Par validité on entend bien sûr l'accord quantitatif ou qualitatif avec les données expérimentales, mais aussi l'influence des paramètres de calcul. En particulier, nous allons détailler la sensibilité du calcul vis-à-vis de la probabilité de capture et de la probabilité d'émission. Puis, nous présenterons succinctement une comparaison des résultats de simulation avec les mesures expérimentales sur des échantillons LW. Pour finir, nous discuterons des limitations du modèle photoémissif, ce qui nous amènera à définir un périmètre d'utilisation de cet outil de simulation.

4.1.2.1 INFLUENCE DES PARAMETRES

Le passage du système électronique à deux dimensions constitué par le puits quantique au système électronique à trois dimensions que constitue le continuum est la problématique principale des QWIPs. Le problème à traiter est toutefois différent si le passage se fait de 2D vers 3D ou inversement. En effet, dans le premier cas nous connaissons la population des niveaux du puits, tandis que dans le second cas, on se heurte à la nécessité de connaître la distribution électronique du continuum. Bien que nous disposions de modèles pour traiter de l'émission du puits et que nous utilisons une expression empirique de la probabilité de capture, nous ne sommes pas entièrement satisfaits de ces approches. C'est pourquoi nous allons détailler l'influence de ces deux paramètres sur les résultats de la simulation.

La figure 4.5 présente la probabilité de capture expérimentale (déduite des mesure de bruit) de notre échantillon de référence, le T409 ($\lambda_{pic}@8,5 \mu m$ et $N_D = 2.10^{11} cm^{-2}$), ainsi que deux régressions exponentielles. Pour le fit A (courbe bleue), nous avons tracé la probabilité de capture en fonction du champ électrique moyen (courbe rouge), puis nous avons effectué une régression exponentielle entre 2 et 24 kV/cm. Les paramètres du fit sont présentés dans la légende de la figure 4.5.

Cependant, sur le T409 comme dans la plupart des QWIPs, les effets de bord liés au contact émetteur font que la distribution de champ électrique présente une importante chute de potentiel sur les quelques premières périodes, puis une zone de champ uniforme sur les périodes restantes^[159] (cf. figure 4.16 par exemple). Ainsi, le champ électrique réel sur la majorité des périodes est inférieur au champ électrique moyen. A partir de ce constat, nous avons réalisé une première simulation de la distribution de champ électrique avec le modèle

photoémissif. En utilisant les résultats du calcul nous avons retracé la probabilité de capture en fonction du champ moyen sur la majorité des périodes (courbe orange). La probabilité de capture globale étant la somme des probabilités de capture locales, il nous semble plus adéquat d'interpoler p_c sur cette nouvelle courbe. Le résultat de cette régression B est présenté en vert sur la figure 4.5.

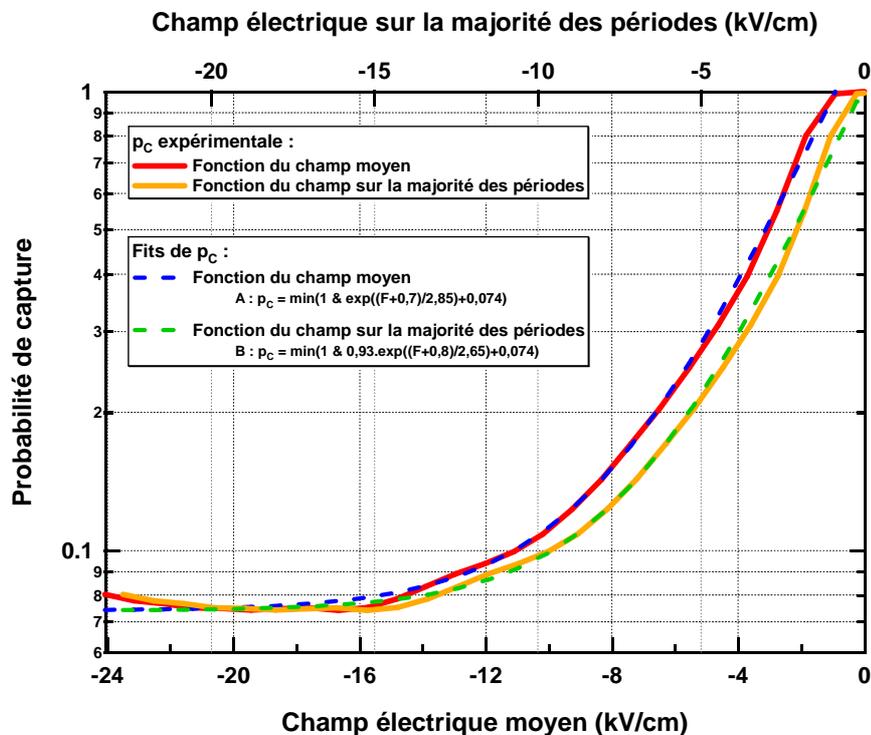


Figure 4.5 : Probabilité de capture expérimentale et régressions

En utilisant ces deux expressions de la probabilité de capture, nous avons calculé le courant d'obscurité à différentes températures. Les résultats de la simulation ainsi que les courbes expérimentales sont présentés figure 4.6. L'accord simulation/expérience sera discuté dans la section suivante. Malgré quelques différences de comportement, nous considérons que le choix de la probabilité de capture n'influence pas de manière significative les caractéristiques courant-tension. Nous avons également calculé le gain à 80 K en utilisant les deux régressions, les données sont présentées figure 4.7. Le gain de bruit présente une dépendance modérée en fonction de la probabilité de capture utilisée. Les régressions A et B présentent un comportement en tension assez similaire, avec toutefois un meilleur accord pour l'interpolation B.

On notera sur la figure 4.5 qu'à fort champ la probabilité de capture sature, et que c'est cette valeur minimale de p_c qui détermine directement la valeur maximum du gain. La dépendance de la réponse au pic (non présentée) avec la probabilité de capture est identique à celle du gain. Pour conclure, nous considérons que l'influence de la probabilité de capture sur les caractéristiques simulées est modérée. Ainsi, les éventuelles approximations faites pour p_c n'entraîneront pas de modifications significatives.

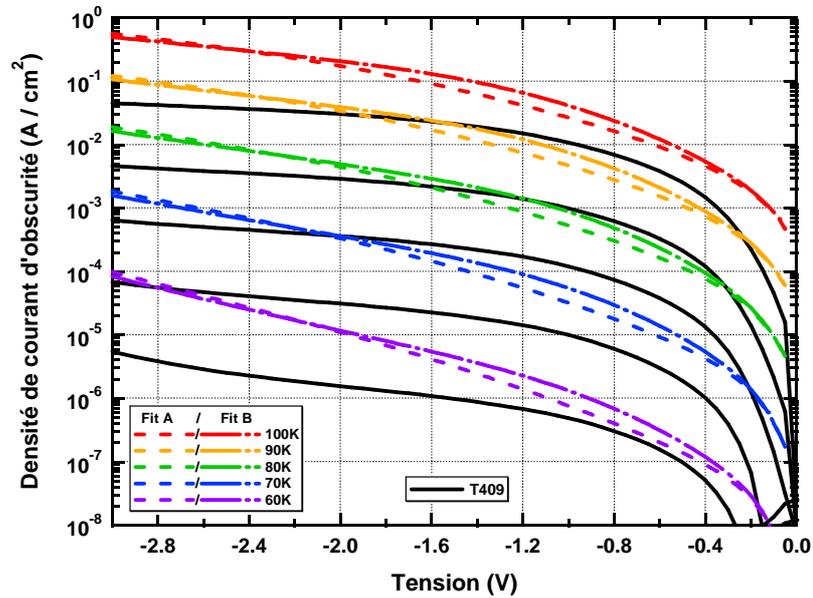


Figure 4.6 : Courant d'obscurité simulé en fonction des expressions de p_c ; courbes expérimentales du T409

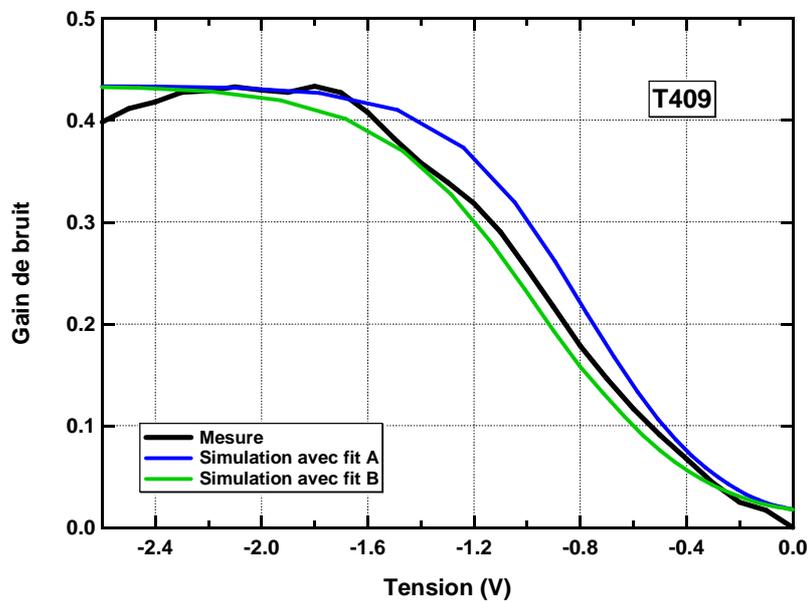


Figure 4.7 : Gain de bruit simulé à 80 K en fonction des expressions de p_c et courbe expérimentale du T409

Les paragraphes qui suivent concernent la probabilité d'émission. La figure 4.8 présente la probabilité d'émission calculée à l'énergie du niveau excité selon les deux modèles (*LUC* et *ESSAI*), en fonction de la position du niveau excité et du champ.

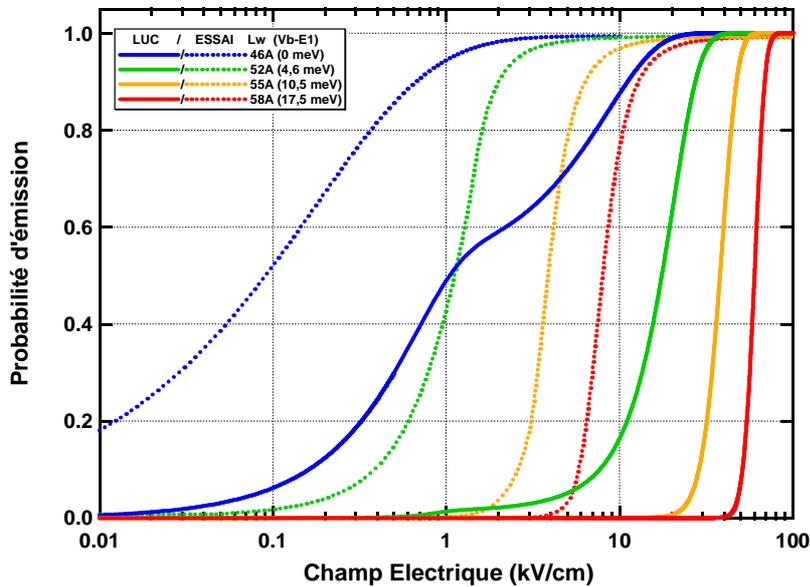


Figure 4.8 : Probabilité d'émission calculée en fonction du champ, de la position du niveau lié ($E=E_1$) et du modèle d'émission.

Les évolutions en champ sont semblables, toutefois la probabilité de type *ESSAI* présente une émission à bien plus faible champ que l'émission de type *LUC*. Cette différence affecte directement la tension à laquelle l'efficacité quantique interne sature ($\eta_{INT} = A \cdot p_E$). Expérimentalement, nous mesurons sur le T409 que η_{INT} sature aux alentours de 20 kV/cm, ce qui est en accord avec la probabilité d'émission de type *LUC*. C'est pourquoi, dans la suite de ce manuscrit nous utiliserons toujours la probabilité d'émission de type *LUC*.

La figure 4.9 présente la probabilité d'émission totale en fonction de l'énergie et du champ. La structure étant symétrique, à champ nul, la probabilité d'émission totale est nulle. Puis, en augmentant le champ électrique, on brise cette symétrie. La barrière effective amont augmente, tandis que la barrière effective aval diminue. Pour des énergies correspondant à des états liés, p_E est quasi-nulle. Lorsque l'énergie se rapproche du niveau de la barrière aval l'émission totale augmente et atteint l'unité pour des énergies supérieures à la barrière effective aval. Cependant, à haute énergie, plus précisément à l'énergie $\Delta E + e \cdot F \cdot L_B$, on observe une discontinuité de p_E qui passe de 1 à 0. Cette discontinuité, non physique, est un artefact induit par notre modélisation. Pour ces énergies, notre modèle prévoit des temps d'émission amont et aval tellement courts qu'ils atteignent la valeur minimum du calculateur ($\approx 10^{-308}$). Ainsi la probabilité d'aller vers l'amont devient égale à la probabilité d'aller vers l'aval, ce qui conduit à une probabilité d'émission totale nulle ($p_E^{TOT} = p_E^{aval} - p_E^{amont}$).

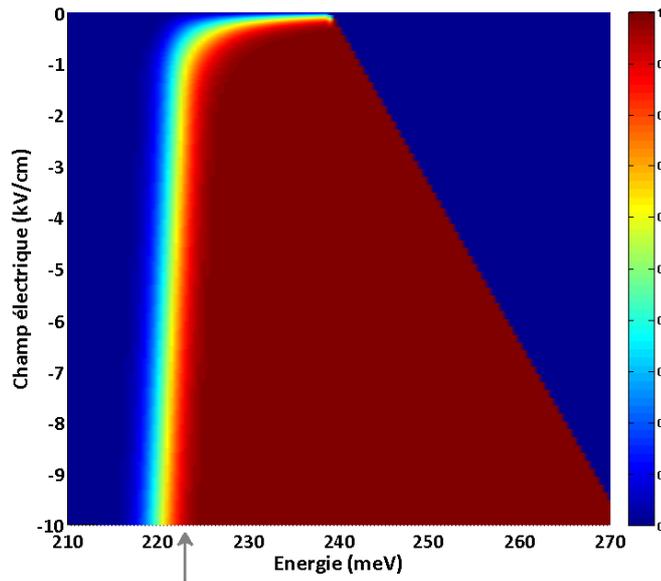


Figure 4.9 : Probabilité d'émission calculée selon le modèle LUC pour le T409 en fonction du champ et de l'énergie ; la flèche grise indique la position de la barrière

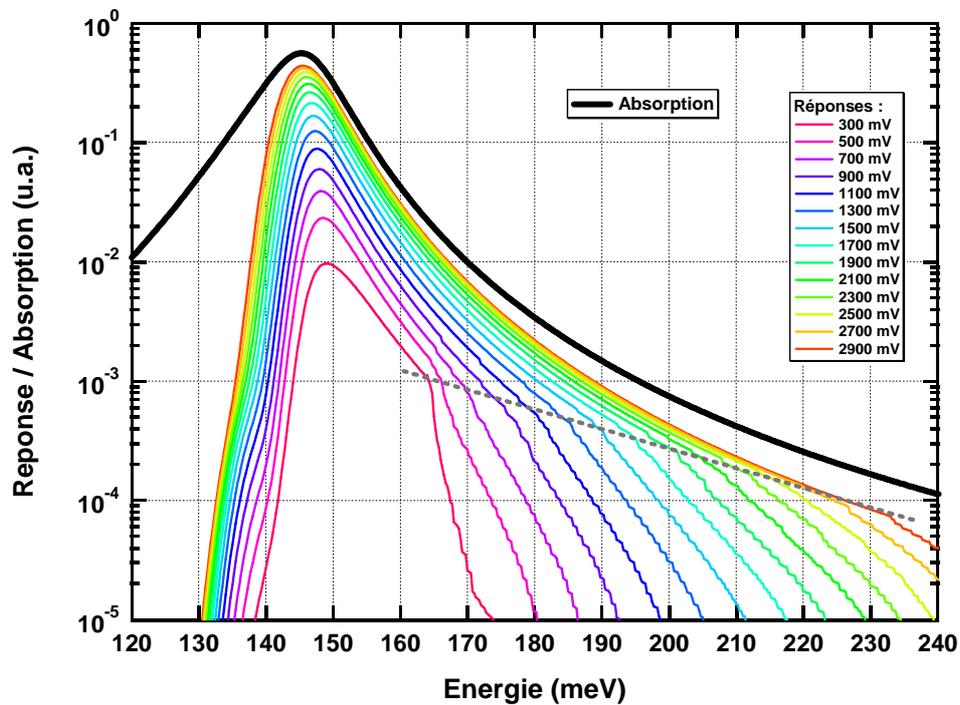


Figure 4.10 : Impact de la probabilité d'émission sur la réponse spectrale ; en noir l'absorption et en trait pointillé gris la limite d'apparition des erreurs de calcul de p_E

Lors du calcul de la probabilité d'émission, nous ne tenons pas compte de l'influence du champ électrique sur les porteurs. Or ce champ induit une dérive des porteurs, qui, dans la majorité des situations, entraîne les porteurs vers l'aval. La prise en compte de la dérive des électrons vers l'aval devrait permettre de s'affranchir de cette discontinuité.

Toutefois, nous n'avons pas voulu optimiser la modélisation de p_E , car la prise en compte des énergies supérieures à la barrière est aussi en contradiction avec nos hypothèses de départ : les états excités ne sont plus liés au puits ; le temps de recombinaison d'un électron excité au dessus de la barrière n'est certainement pas égal au temps de recombinaison d'un électron sur le niveau E_1 ; et les temps d'émission deviennent inférieurs ou égaux au temps de déphasage (T_2). Ainsi, nous considérons que le modèle photoémissif ne permet pas de simuler des structures de type lié-libre. De plus, notre modélisation de la probabilité d'émission ne nous permet pas de simuler correctement le front haut énergie de la réponse spectrale.

La figure 4.10 présente l'impact de la probabilité d'émission sur la réponse spectrale. Nous représentons en noir l'absorption intersousbandes (lorentzienne symétrique). Quant à la réponse, elle est présentée avec un dégradé de couleurs en fonction de la tension. À basse énergie, on observe l'effet Fowler-Nordheim qui induit un décalage et une augmentation de la réponse à faible énergie. À haute énergie on observe les conséquences de la mauvaise modélisation de la probabilité d'émission. Nous avons tracé en pointillé gris une limite de démarcation au-delà de laquelle la réponse spectrale n'est plus correctement calculée. Ces erreurs ont des conséquences négligeables pour des champs supérieurs à la dizaine de kV/cm, mais deviennent visibles à faibles champs.

Ces tests numériques nous ont permis d'une part de valider le calcul de p_E par le type *LUC* plutôt que par le type *ESSAI*, et d'autre part, nous avons mis en avant les limitations du modèle photoémissif pour la simulation des énergies du continuum. La suite du chapitre va nous permettre de faire une comparaison quantitative entre les résultats de simulation et l'expérience sur un échantillon AlGaAs/GaAs.

4.1.2.2 COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE

Cette comparaison est basée sur l'échantillon T409. Nous avons utilisé la probabilité de capture B, ainsi que la probabilité d'émission du type *LUC*. Les caractéristiques courant-tension sont présentées figure 4.6 et l'énergie d'activation est donnée sur la figure 4.11. Nous obtenons l'énergie d'activation en réalisant une régression des faisceaux de courbes $J(V,T)$ par l'équation (1.12) avec un exposant $\alpha = 3/2$.

Le modèle photoémissif permet de rendre compte des différents comportements de la courbe $E_A(V,E)$. En particulier, la remontée de E_A autour de zéro volt est convenablement reproduite. Cette remontée est due à l'alignement des niveaux de Fermi des contacts et des puits à zéro volt, ce qui entraîne un champ électrique négatif sur la première barrière et un champ positif sur la dernière, augmentant ainsi la barrière de potentiel à franchir pour atteindre le collecteur.

Toutefois, l'activation exponentielle du courant fait que l'écart de quelques meV entre la mesure et le calcul suffit à engendrer des différences de courant assez conséquentes (cf. figure 4.6). En outre, le courant d'obscurité calculé est toujours supérieur au courant expérimental et l'écart

semble d'autant plus grand que la tension est importante. Cette surestimation du courant trouve probablement sa justification dans les approximations du modèle : expression du courant entre réservoirs 3D et intégration sur l'énergie perpendiculaire. De plus, nous avons fait l'hypothèse que tous les dopants fournissent un électron libre sur le niveau fondamental. Or, aux températures de fonctionnement de ce détecteur, il a été montré^[32] que seul un quart des électrons sont sur le niveau E_0 , les autres étant sur le niveau E_{1s} plus bas en énergie*.

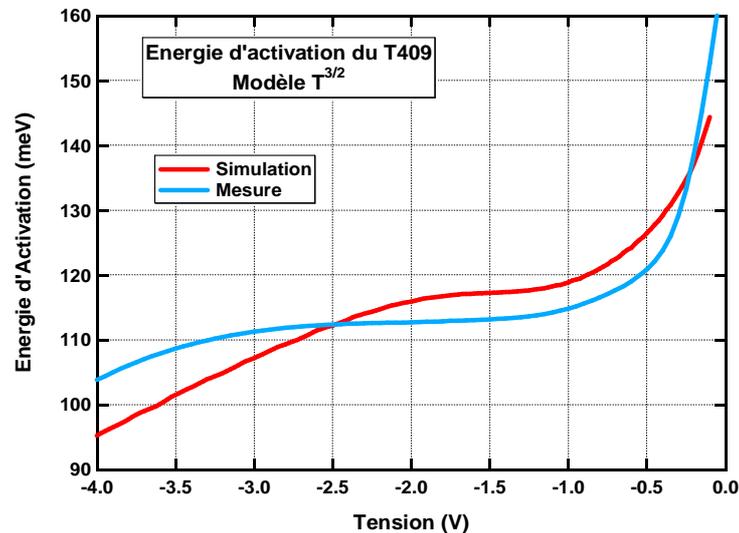


Figure 4.11 : Énergie d'activation déduite des faisceaux de courbes $I(V,T)$ de la figure 4.6.

La figure 4.12 présente le gabarit spectral et la réponse au pic de l'échantillon T409, ainsi que les résultats de simulation. Nous observons un bon accord entre le calcul et l'expérience, aussi bien sur la valeur au pic, que sur le gabarit spectral. Le front haute énergie est plus large sur la courbe expérimentale, car nous ne tenons pas compte dans le calcul des absorptions entre le niveau fondamental et des états du continuum. Les caractéristiques spectrales à 8,5 et 7,8 μm (indiquée avec une flèche) sont dues à des absorptions parasites sur le chemin optique lors de la mesure au FTIR (Fourier Transform InfraRed).

La figure 4.13 présente l'évolution du gain de bruit en fonction de la température et de la tension pour l'échantillon T353. Cet échantillon a une structure très proche du T409, nous avons seulement réduit l'épaisseur de barrière et le nombre de périodes (cf. annexe A). La validation notre outil de simulation est fait sur cet échantillon, car nous disposons de nombreuses mesures de gains sur cette structure. Le modèle photoémissif nous permet de rendre compte de l'augmentation du gain de bruit avec la température. Cet accroissement est dû à la diminution du terme tunnel dans l'équation (3.10). Nous obtenons un accord satisfaisant pour le front de montée et la valeur au pic, toutefois à basse température (régime tunnel) et à fort champ (transport par les vallées secondaires^[148]), le modèle photoémissif échoue à rendre compte de l'expérience.

* Nous n'avons pas implémenté le calcul de la répartition électronique entre niveaux d'impuretés et niveaux du puits, car cela nécessite une importante modélisation^[79] qui dépasse le cadre de notre approche.

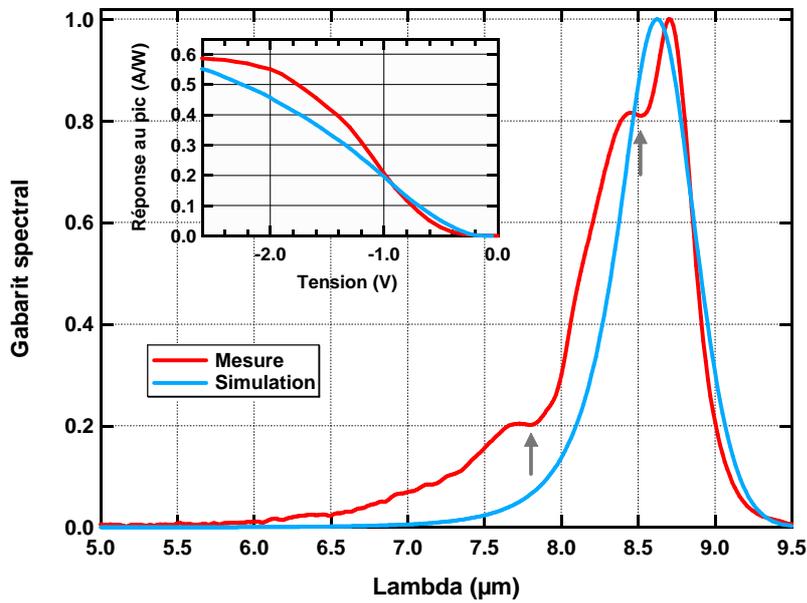


Figure 4.12 : Comparaison du gabarit spectral ($V_B = 1,5$ V) et de la réponse au pic (en insert) entre le T409 et le calcul photoémissif

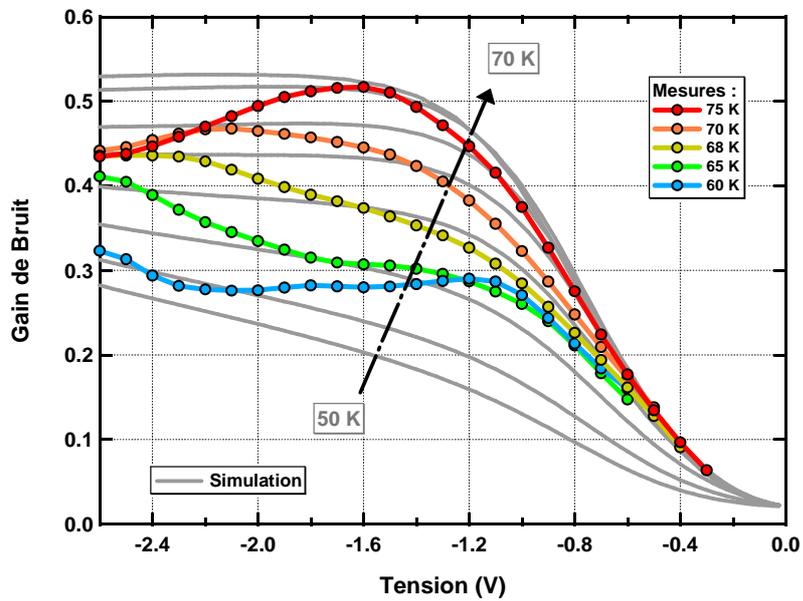


Figure 4.13 : Comparaison du gain de bruit expérimental (couleurs) mesuré sur le T353 en fonction de la température avec les résultats du modèle photoémissif (gris)

4.1.2.3 LIMITATION DU MODELE

Nous rappelons ici les principales approximations du modèle photoémissif et nous proposons un périmètre d'utilisation de cet outil de simulation.

Suivant l'approche proposée par Thibaudeau *et al.*^[159], nous utilisons l'expression du courant tunnel entre réservoirs 3D pour calculer le courant entre deux puits. Cette hypothèse entraîne une surestimation du courant émis par le puits. De plus, cette surestimation est accentuée par le fait que nous ne prenons pas en compte le piégeage des électrons sur le niveau 1s des atomes de silicium. La conséquence directe est que le modèle photoémissif conduit à une surestimation du courant d'obscurité. Néanmoins, nous avons vu avec le calcul de l'énergie d'activation (cf. figure 4.11) que l'évolution relative en température et tension est correctement calculée.

L'utilisation d'une probabilité de capture empirique induit des limitations sur le type de structure simulable. D'une part, il faut disposer à l'avance de données expérimentales permettant d'obtenir une expression de la probabilité de capture et d'autre part, la simulation de couches avec différents types de puits risque de ne pas être correctement modélisée par une seule probabilité de capture. Toutefois, nous avons vu que l'influence de la capture était minime sur le courant et que le gain présente une dépendance modérée avec p_c .

En ce qui concerne la réponse spectrale, nous nous sommes limités à des absorptions intersousbandes entre niveaux liés, car nous ne disposons pas de modèle approprié pour traiter de la probabilité d'émission des énergies supérieures à la barrière et que les états du continuum sortent des hypothèses du modèle. Cela a pour conséquences de sous-estimer le front haut énergie de la réponse spectrale et d'induire des erreurs de modélisation aux faibles tensions.

Par la suite, nous utiliserons le modèle photoémissif lors d'études paramétriques. En effet, nous considérons que le modèle n'est pas assez robuste pour permettre de prévoir de manière quantitative l'intégralité des caractéristiques électro-optiques d'un QWIP. Néanmoins, ce modèle est suffisamment fiable pour donner les tendances, en fonction d'un paramètre, qu'il soit lié à la structure (*e.g.* le dopage), ou aux conditions extérieures (*e.g.* la température).

4.2 ÉTUDE DE STRUCTURES INHOMOGENES

Dans cette deuxième partie de chapitre, nous allons nous intéresser à l'étude des structures inhomogènes. Ce sont des structures qui comportent un motif périodique complexe, voire une couche active aperiodique. Ces designs sont utilisés afin d'optimiser les performances des QWIPs (notamment le courant d'obscurité), ou d'implémenter de nouvelles fonctionnalités telles que la détection multispectrale.

Dans un premier temps nous allons présenter les structures à puits quantiques interdigitées. Ce sont des couches qui comportent une alternance d'au moins deux types de puits différents. Puis dans un deuxième temps, nous discuterons des structures non-uniformes.

4.2.1 STRUCTURES A PUIITS QUANTIQUES INTERDIGITES

Les structures à puits quantiques interdigités correspondent à des couches actives dont la période est constituée de plusieurs types de puits, c'est-à-dire des puits qui absorbent à des longueurs d'onde différentes. Ce genre de design est utilisé afin d'obtenir des réponses multispectrales ou large bande.

Nous allons tout d'abord présenter la problématique liée à l'évolution du gabarit spectral de ces structures avec la température. Puis nous exposerons notre interprétation de ce phénomène et nous utiliserons le modèle photoémissif pour simuler le comportement de ces échantillons. Pour finir, nous allons mettre en place des règles de design afin d'augmenter la plage de fonctionnement de ces détecteurs.

4.2.1.1 PROBLEMATIQUE ET INTERPRETATION

Nous présentons figure 4.14 le diagramme de bande de l'échantillon T207 (cf. annexe A). Cette couche a été conçue pour répondre simultanément à 8,5 et 9,6 μm . Pour cela nous avons employé deux compositions d'aluminium afin de changer le potentiel de confinement en milieu de barrière. Les épaisseurs des puits ont été adaptées afin d'obtenir une transition ISB liée-quasiliée et chacun des puits est dopé $2.10^{11} \text{ at.cm}^{-2}$.

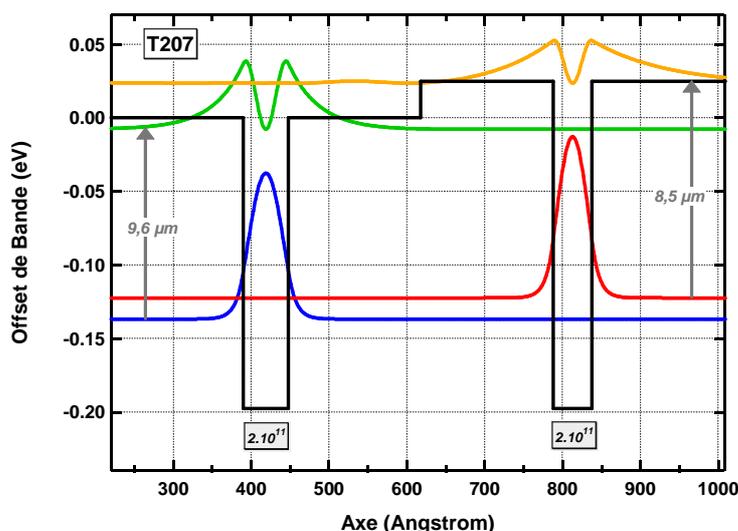


Figure 4.14 : Diagramme de bande et niveaux électroniques d'une période du T207

À partir des caractéristiques courant-tension mesurées à plusieurs températures (non présentées), nous avons évalué l'énergie d'activation du T207. Celle-ci est de l'ordre de 125 meV, ce qui correspond à l'énergie d'activation du puits à 9,6 μm . La figure 4.15 présente les mesures de réponse spectrale faites sur un pixel sans réseau en fonction de la température. Bien que les dopages soient identiques, nous observons à basse température une réponse plus importante à 9,6 qu'à 8,5 μm . Puis, l'augmentation de la température a pour effet de diminuer la réponse du puits à grande longueur d'onde au profit du puits à plus faible longueur d'onde. L'effet est si dramatique, qu'à 80 K, la réponse à 9,6 μm disparaît. Nous n'avons pas trouvé dans la littérature des références faisant état d'une telle évolution.

L'origine de ce comportement pourrait être liée à la présence d'une marche de potentiel au milieu des barrières, ce qui crée un potentiel en forme de puits. Toutefois celui-ci est trop large pour permettre une quantification des états électroniques. Cependant, sous champ électrique, il se crée un puits de potentiel triangulaire qui pourrait impacter le transport électronique et en particulier l'extraction des photoélectrons en provenance du puits à 9,6 μm . Dans la mesure où ce comportement en température a aussi été observé sur des échantillons interdigités dont le profil de bande des barrières est plat, cette première hypothèse ne permet pas d'expliquer les données expérimentales.

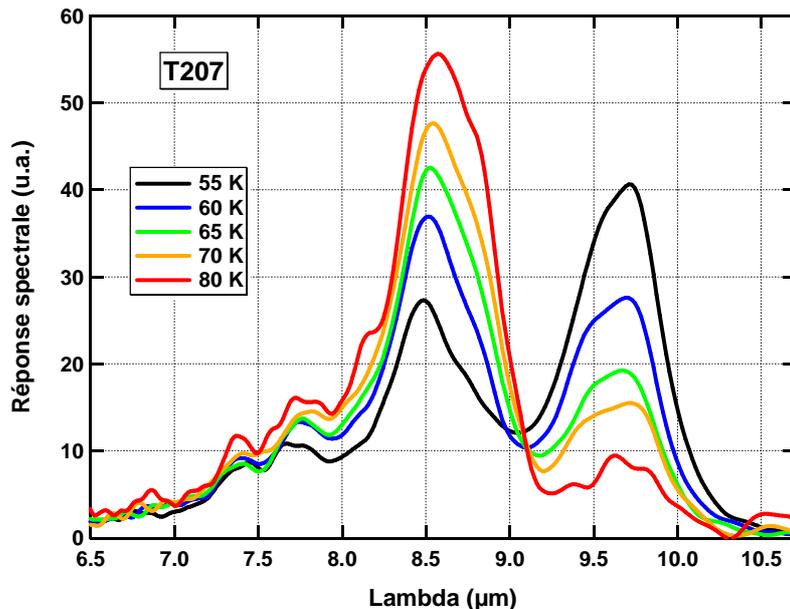


Figure 4.15 : Évolution expérimentale de la réponse spectrale d'un pixel sans réseau du T207 en fonction de la température ($V_b = -1V$)

Une autre hypothèse est suggérée par la baisse de réponse du puits à faible énergie au profit de l'augmentation de réponse du puits à 8,5 μm . Ce comportement pourrait avoir comme origine un transfert de porteurs d'un puits à l'autre. C'est pourquoi, afin de modéliser ce transfert, nous avons décidé de faire évoluer le modèle photoémissif qui est présenté dans la première partie de chapitre. C'est en nous appuyant sur ce modèle que nous avons pu aboutir à l'interprétation qui est présentée dans la section suivante.

INTERPRETATION

L'absence de contribution des puits à faible énergie dans le spectre de photoréponse à haute température s'interprète par la conservation du courant dans la structure. En effet, quelle que soit la température de fonctionnement, l'équilibre des courants entrant et sortant du puits doit être respecté en régime permanent. Supposons maintenant que le champ soit assez fort pour atteindre le seuil minimum de capture. Alors le courant émis par les puits est directement proportionnel au courant parcourant la structure. En fonction de la température de fonctionnement, le mode d'émission des puits est différent.

En régime BLIP, c'est-à-dire quand le courant optique domine le courant total, le courant s'écrit comme le produit du flux optique, de la force d'oscillateur, de la densité de porteurs et de la

probabilité d'émission. Ainsi en fonction des deux premiers termes, le système va naturellement ajuster la quantité de porteurs dans chacun des puits afin d'assurer la conservation du courant. Le changement de densité va agir sur la probabilité d'émission, ce qui va à son tour rétroagir sur la densité de porteurs afin d'atteindre un point d'équilibre.

Or, pour un CN à température ambiante, le maximum d'émittance se trouve en LW, ce qui fait que pour les longueurs d'onde proches en LW (e.g. 8,5 et 9,6 μm), il n'y a pas de différence importante de flux optique. En outre, si nous considérons des pixels sans réseau, la fonction de couplage optique est non résonante spectralement, ce qui n'entraîne pas non plus de différence de couplage optique entre les types de puits. De la même manière, les forces d'oscillateur sont généralement comprises entre 12 et 18 \AA , ce qui induit une fois encore des écarts limités. Ainsi, pour un système à deux puits comme le T207, en régime BLIP les populations ont tendance à s'ajuster de manière uniforme, ce qui induit une réponse bispectrale.

En régime thermoïonique, c'est-à-dire quand le courant thermique domine l'émission optique, le courant dépend de façon exponentielle de l'énergie d'activation ; cette dernière s'écrit comme :

$$E_A = V_B - E_1 - E_F(n_s) - \varepsilon(F) \approx E_{pic} - E_F(n_s) - \varepsilon(F) \quad (4.25)$$

avec $\varepsilon(F)$ un terme d'abaissement de barrière sous l'effet du champ électrique. Ainsi, le courant thermique émis par le puits dépend de manière exponentielle de l'énergie de transition et la population (à travers l'énergie de Fermi). L'émission thermique des puits à grande longueur d'onde étant facilitée par leur faible énergie de transition, le système va transférer des porteurs de ces puits vers les puits à faible longueur d'onde. De plus, cette redistribution de charge induit une redistribution des champs électriques qui conduit à une baisse (augmentation) du champ sur la barrière aval des puits à grande (faible) longueur d'onde. Le résultat combiné de ces deux effets est une diminution importante de la photoréponse des puits répondant aux grandes longueurs d'onde.

Afin de corroborer notre hypothèse, nous avons réalisé des simulations numériques sur l'échantillon T214. C'est un échantillon semblable au T207, dans le sens où il a été conçu pour répondre aux mêmes longueurs d'onde. Cependant, pour le T214 nous avons préféré utiliser un offset de bande plat dans les barrières. Le diagramme de bande, à zéro volt, de cet échantillon est présenté dans l'insert de la figure 4.16 (description complète en annexe A). Nous n'avons pas pu effectuer le calcul sur l'échantillon T207, car le changement de matériau au sein d'une barrière n'est pas encore implémenté dans le module photoémissif.

Nous présentons figure 4.16 le diagramme de bande calculé par le modèle photoémissif à 40 K et 70 K. Pour le calcul nous avons considéré un éclairage par un corps noir à 295 K associé à une fonction de couplage optique uniforme spatialement et spectralement. Quelle que soit la température, nous observons une zone de fort champ coté émetteur. En revanche, la distribution de champ dans la deuxième partie de la couche active diffère en fonction de la température. À basse température, on observe une distribution de champ quasiment uniforme, tandis qu'à haute température (par rapport à la température BLIP), on observe un profil de bande en dents de scie qui est dû à la redistribution de charge afin de permettre l'équilibre des courants entre chacun des puits.

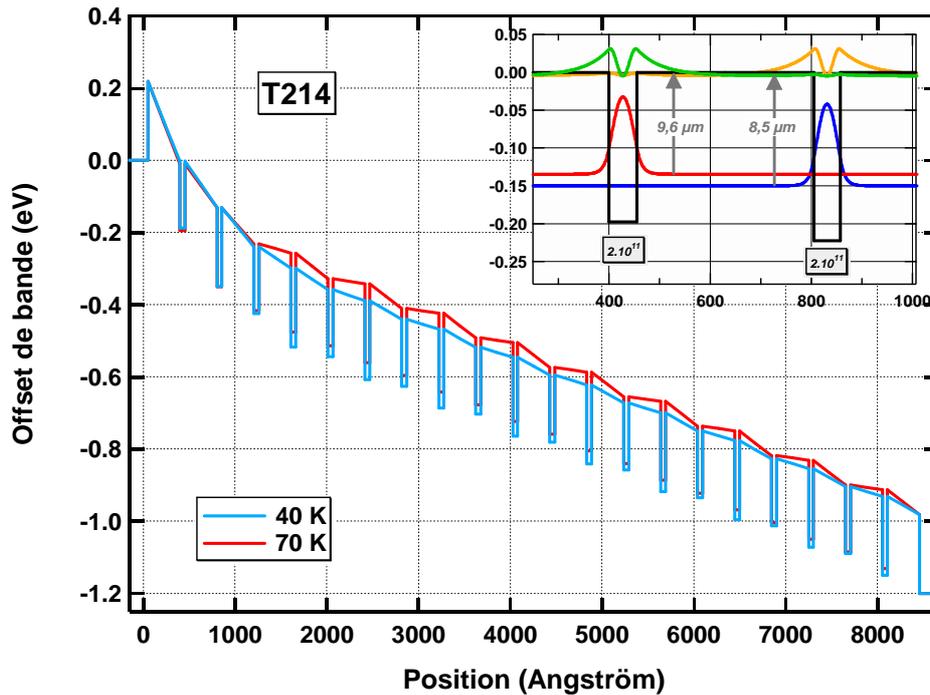


Figure 4.16 : Diagramme de bande du T214 simulé avec le modèle photoémissif à 40 K et 70 K ($V_B = -1,2$ V) ; en insert : offset de bande et niveaux électronique d'une période du T214

Les figure 4.17 et figure 4.18 présentent respectivement la densité de porteurs et la probabilité d'émission calculées par le modèle photoémissif à 40 K et 70 K. On observe avec l'accroissement de la température une baisse de la densité de porteurs des puits à 9,6 μm au profit des puits à 8,5 μm . Ces transferts de porteurs induisent des charges positives ou négatives dans les différents types de puits. Cela conduit à une distribution des champs électriques en dents de scie et donc à des probabilités d'émission différentes en fonction du type de puits.

À basse température, la densité de porteurs dans les puits répondant à 9,6 μm est supérieure de 20 % au dopage nominal, tandis que les puits à 8,5 μm en disposent de 20 % de moins. A 70 K, il y a un facteur trois entre la population des puits à 8,5 μm par rapport aux puits à 9,6 μm . Les changements observés sur la probabilité d'émission sont plus faibles. Toutefois, ces changements s'ajoutent à l'évolution de population et induisent une diminution de la photoréponse des puits à faible énergie.

Pour finir nous présentons sur la figure 4.19 les gabarits spectraux mesurés et calculés sur le T214 en fonction de la température. Les résultats de simulation par le modèle photoémissif présentent un bon accord avec les données expérimentales. Nous obtenons une évolution en température qui est similaire aux observations expérimentales. En régime purement optique ou en régime purement thermique le gabarit spectral n'évolue pas avec la température. En revanche autour de la température BLIP nous observons une forte dépendance du gabarit avec la température de fonctionnement. On notera que la simulation prévoit des variations d'amplitude de la réponse à 9,6 μm plus faibles que ce que nous observons expérimentalement.

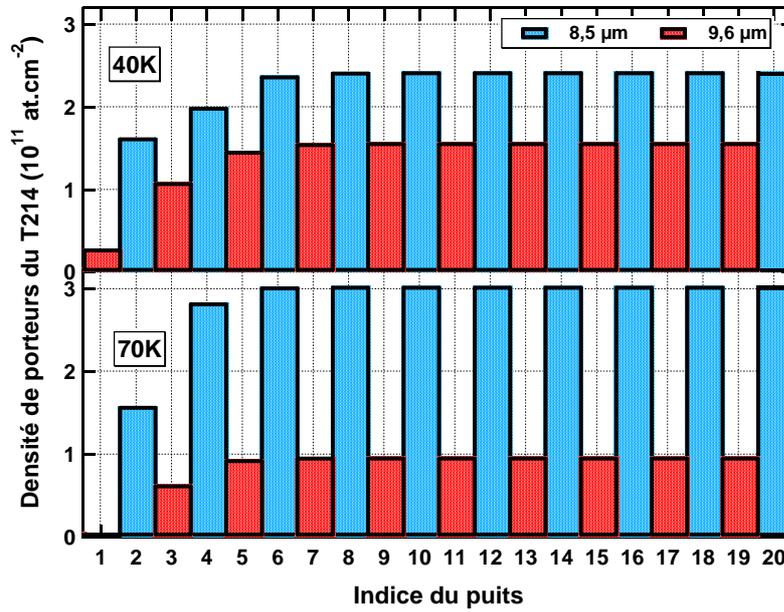


Figure 4.17 : Densités de porteurs calculées par le modèle photoémissif à 40 K et 70 K pour le T214 ($V_B = -1,2 \text{ V}$)

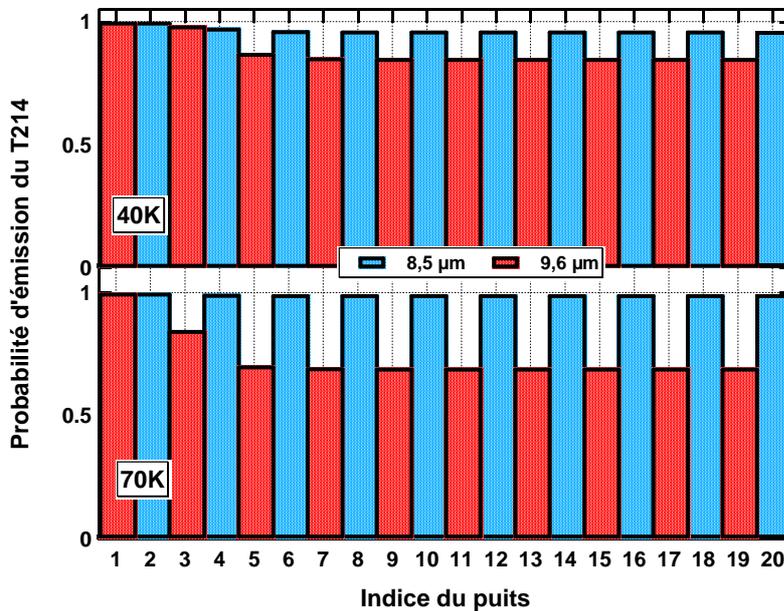


Figure 4.18 : Probabilités d'émission à l'énergie du niveau excité calculées par le modèle photoémissif à 40 K et 70 K pour le T214 ($V_B = -1,2 \text{ V}$)

L'analyse que nous venons de présenter porte sur une structure QWIP relativement simple. La couche active est constituée uniquement de deux puits avec des dopages identiques. En outre, nous avons uniquement étudié un pixel sans structure de couplage optique et dont la tension de polarisation est telle que la probabilité de capture atteint sa valeur limite. Dans la section suivante nous allons présenter l'étude d'un composant plus complexe : le QWIP trispectral.

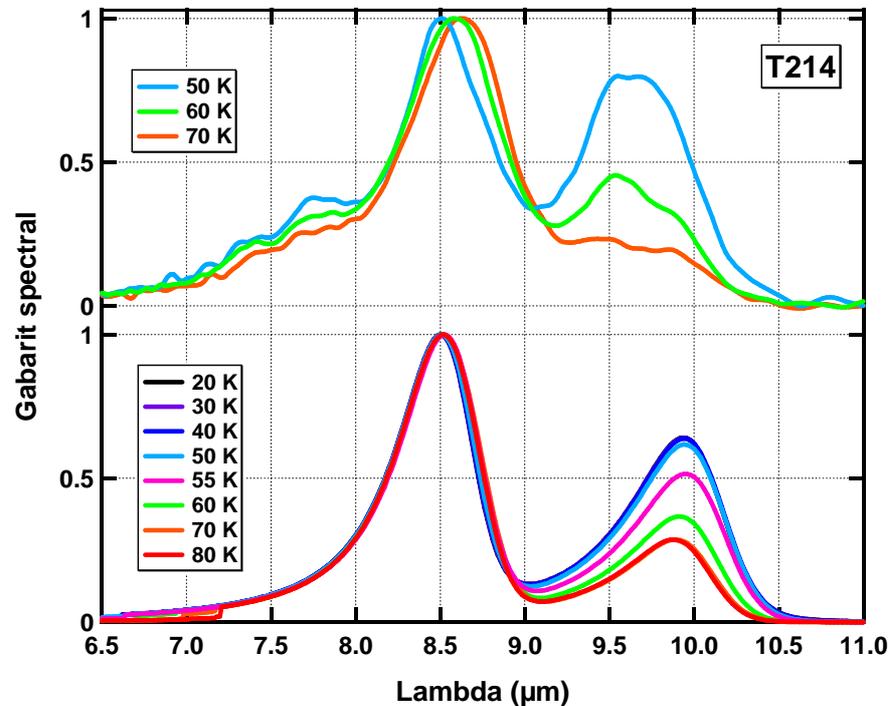


Figure 4.19 : Gabarits spectraux expérimentaux (haut) et calculés (bas) en fonction de la température pour l'échantillon T214 ($V_B = -1,2$ V)

4.2.1.2 QWIP TROIS COULEURS

Comme nous venons de le voir, le modèle photoémissif nous permet d'interpréter et de simuler le comportement de la réponse spectrale en fonction de la température. Pour le T214, ce changement est principalement dû à la différence de porteurs entre les puits. Nous allons maintenant voir que la probabilité d'émission entraîne aussi d'important modification sur le gabarit spectral.

Dans le cadre d'un projet avec notre partenaire Thales Optronics Ltd., nous avons réalisé un démonstrateur trispectral 8,2-9,1-10,4 μm. La structure retenue comporte trois types de puits répondant chacun à une des longueurs d'onde. Le diagramme de bandes est présenté figure 4.20^[166]. Le premier puits est réalisé en AlGaAs / InGaAs ($\lambda_{pic}@8,2$ μm) avec un dopage de $1,2 \cdot 10^{11}$ cm⁻², le second est en AlGaAs / GaAs ($\lambda_{pic}@9,1$ μm) avec un dopage de $1,7 \cdot 10^{11}$ cm⁻² et le dernier est constitué d'un empilement AlGaAs / GaAs / AlGaAs / GaAs / AlGaAs / GaAs / AlGaAs avec un dopage de $3,5 \cdot 10^{11}$ cm⁻². Le détail de la structure est donné en annexe A et la discussion sur le choix de l'hétérostructure qui constitue le puits sera menée au chapitre suivant.

Le choix des dopages a été fait de manière à ce que la redistribution de charge à zéro volt (afin d'équilibrer le potentiel chimique dans toute la couche active) induise une quantité de porteurs

disponibles de $2,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ dans chacun des puits. Malheureusement, les légères dérives lors de la croissance ainsi que le choix de longueurs d'onde trop proches ont entraîné une absence de discrimination spectrale entre les puits à 8,2 et 9,1 μm comme nous pouvons le constater sur la mesure du gabarit spectral à 50 K présentée figure 4.21.

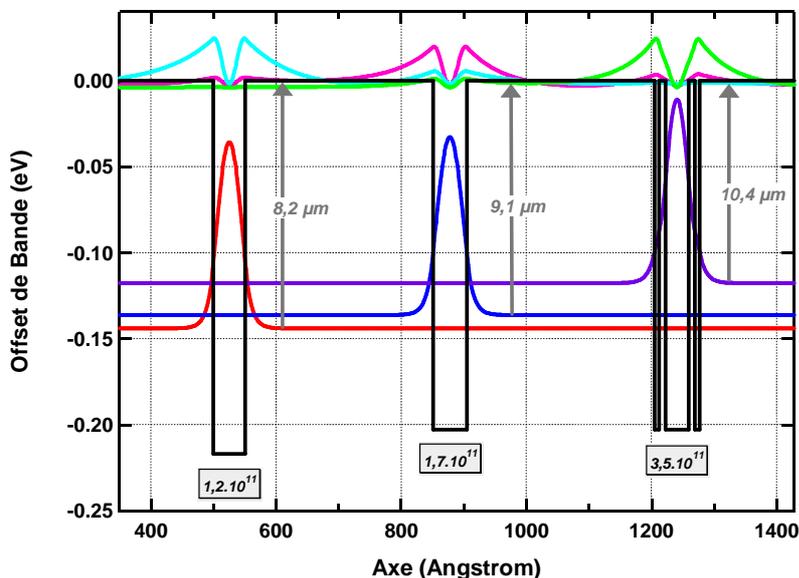


Figure 4.20 : Offset de bande et niveaux électroniques d'une période du T476

Une fois encore, nous observons figure 4.21 la disparition totale du pic de réponse à grande longueur d'onde (10,4 μm) avec l'accroissement de la température. En effet, le manque de compréhension de ce phénomène lors de l'élaboration de ce composant nous a conduits vers un mauvais design. Néanmoins, comme on peut le voir sur la figure 4.22, nous sommes désormais en mesure de simuler ce genre de structure et en particulier l'évolution du gabarit spectral avec la température de fonctionnement. Pour la simulation nous avons pris en considération l'effet de la structure de couplage optique résonnante à 10,5 μm .

Nous présentons sur la Figure 4.23 et la Figure 4.24 la densité de porteurs et la probabilité d'émission calculées pour le T476 à deux températures 40 K et 70 K. Nous avons pris soin de détailler les contributions de chacun des types de puits par un code couleur. Le point important que nous souhaitons mettre en avant est que, contrairement à l'échantillon T214 où le changement de gabarit est principalement dû aux changements de population, pour le T476 l'évolution spectrale est essentiellement attribuable à la chute de la probabilité d'émission des puits à faible énergie. De plus, on remarque qu'en raison de l'utilisation d'une structure de couplage optique, la couche active présente une non-uniformité importante en régime BLIP (40 K), tandis qu'en régime thermoïonique (70 K) les distributions de densités et de probabilités d'émission sont périodiques.

Grâce à notre capacité de simulation, nous sommes désormais confiants dans le fait de pouvoir réaliser un détecteur trispectral. Cependant, le recouvrement entre les bandes risque d'être important, ce qui entrainera une baisse de la discrimination spectrale. C'est pourquoi nous avons proposé d'utiliser un détecteur QWIP bi-étage afin de séparer la détection à 9,1 μm des deux autres longueurs d'onde^[167]. Cette étude étant toujours en cours, les résultats ne seront pas présentés ici.

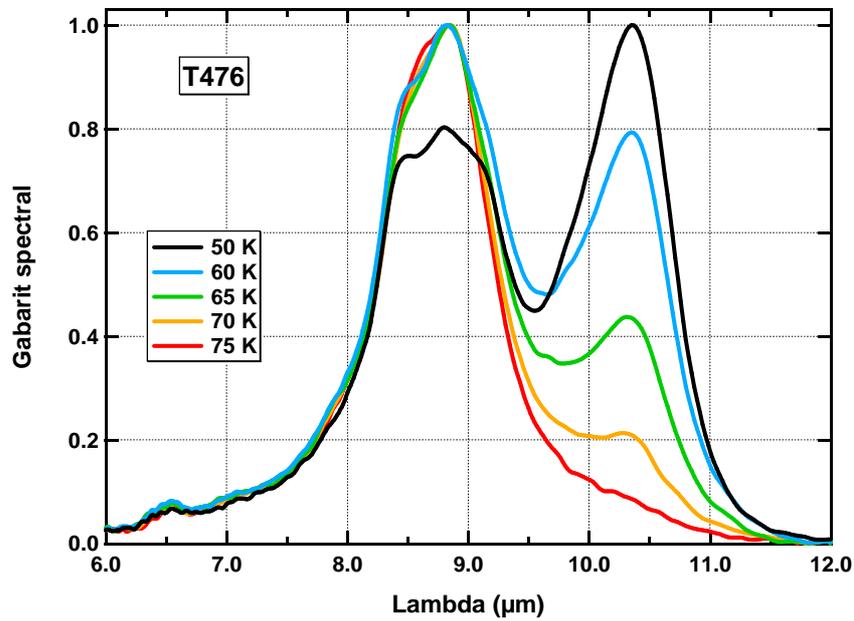


Figure 4.21 : Évolution expérimentale du gabarit spectral d'un pixel avec réseaux ($\lambda = 3,2 \mu\text{m}$) du T476 en fonction de la température ($V_B = -1,5 \text{ V}$)

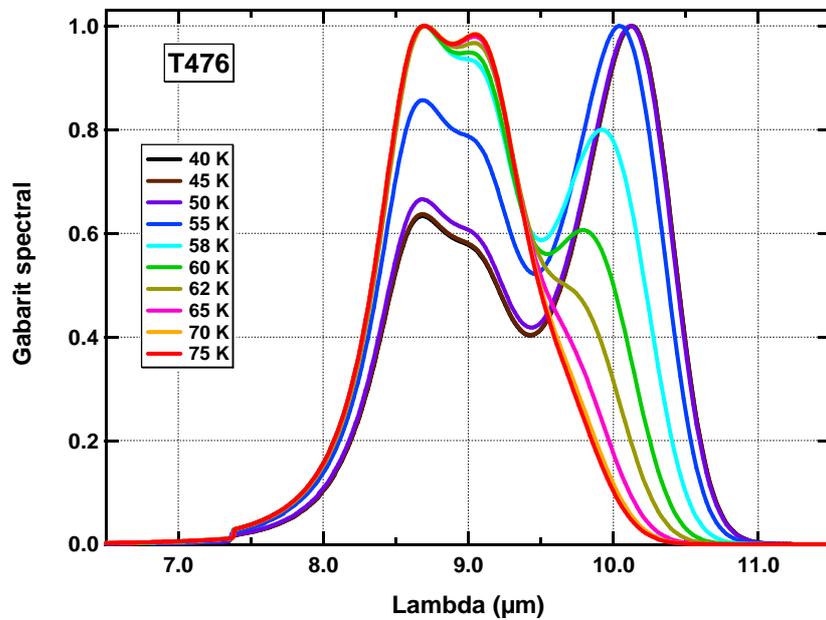


Figure 4.22 : Évolution simulée du gabarit spectral d'un pixel avec réseaux ($\lambda = 3,2 \mu\text{m}$) du T476 en fonction de la température ($V_B = -1,5 \text{ V}$)

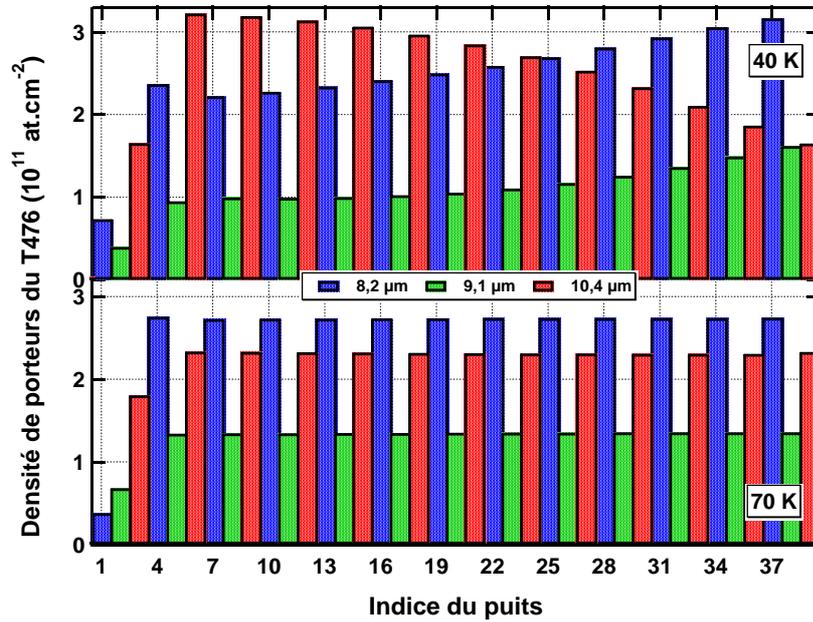


Figure 4.23 : Densités de porteurs calculées par le modèle photoémissif à 40 K (haut) et 70 K (bas) pour le T476 ($V_B = -1,5 \text{ V}$) ; les couleurs bleu, vert et rouge symbolisent les trois types de puits

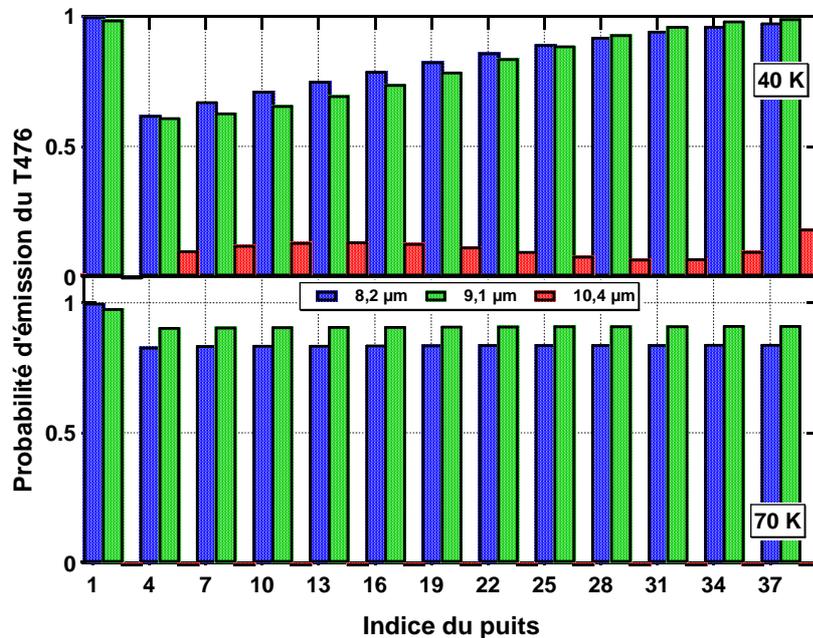


Figure 4.24 : Probabilités d'émission à l'énergie du niveau excité calculées par le modèle photoémissif à 40 K (haut) et 70 K (bas) pour le T476 ($V_B = -1,5 \text{ V}$) ; les couleurs bleu, vert et rouge symbolisent les trois types de puits

4.2.1.3 REGLES DE DESIGN DES QWIPS INTERDIGITES

L'objectif de cette section est de présenter notre approche lors du design de couches actives interdigitées. Pour ce faire, nous allons nous appuyer sur la conception d'un détecteur légèrement large bande. Ce composant constitue l'instrument de base du *Thermal Infrared Sensor* qui sera implémenté par la NASA dans le satellite d'observation terrestre *Landsat Data Continuity Mission*^[168]. Étant donné le cahier des charges et le planning de lancement prévu, l'agence spatiale américaine a sélectionné la technologie QWIP pour cette mission et a mandaté trois laboratoires : Deux sources américaines, ainsi que le III-V lab, pour la réalisation des plans focaux^[168]. Le point principal du cahier des charges est d'obtenir une efficacité quantique externe supérieure à 2,5 % entre 10,5 et à 12,3 μm pour $T > 43 \text{ K}$.

Nous avons établi que pour couvrir la gamme spectrale entre 10,5 et 12,3 μm il nous faut utiliser deux types de puits ayant des longueurs d'onde au pic à 10,7 et 12 μm . Avant calibrage MBE, les hétérostructures retenues pour les deux types de puits sont les suivantes :

- PQ@10,7 μm : $\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,81}\text{As}$ (170 Å) / $\text{In}_{0,025}\text{Ga}_{0,975}\text{As}$ (57 Å) / $\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,81}\text{As}$ (170 Å)
- PQ@12 μm : $\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,81}\text{As}$ (170 Å) / GaAs (60 Å) / $\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,81}\text{As}$ (170 Å)

Ces hétérostructures sont susceptibles d'évoluer légèrement lors des campagnes d'épitaxie afin d'adapter la longueur d'onde au pic aux valeurs visées.

Puis, à partir de ces deux types de puits nous élaborons un premier design dont les caractéristiques principales sont :

- l'énergie d'activation à zéro volt doit être identique pour chacun des puits (afin d'éviter les transferts de charges),
- l'équilibre suivant doit être respecté : $N_D^{\text{PQ@12}} \times \text{Nombre}^{\text{PQ@12}} = N_D^{\text{PQ@10,7}} \times \text{Nombre}^{\text{PQ@10,7}}$ (afin d'avoir des absorptions au pic comparables pour les deux familles de puits)

Ainsi, si on fixe le dopage du puits à grande longueur d'onde (*e.g.* $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) alors la différence d'énergie entre les niveaux fondamentaux (12,5 meV dans notre cas) fixe nécessairement le dopage du second type de puits. Puis, si on fixe la taille de la couche active (*i.e.* le nombre total de puits, *e.g.* 40), alors la deuxième règle nous permet de déterminer la quantité respective de chacun des types de puits. Pour notre exemple, cela donne un ratio d'un puits à 10,7 μm pour trois puits à 12 μm . La séquence suivante correspond à l'une des dix périodes de la couche active:

- PQ@10,7($N_D@6,5 \cdot 10^{11}$)/PQ@12($N_D@3 \cdot 10^{11}$)/PQ@12($N_D@3 \cdot 10^{11}$)/PQ@12($N_D@3 \cdot 10^{11}$)

Pour finir, nous utilisons le modèle photoémisif pour effectuer un calcul d'optimisation des dopages de chacun des puits. Le programme utilise alors les dopages comme degrés de liberté dans le but d'optimiser la couche afin de respecter les conditions suivantes :

- le nombre total de dopants doit rester proche de structure initiale (pour notre exemple $15,5 \cdot 10^{11} \text{ at.cm}^{-2} \cdot \text{periode}^{-1}$) afin de ne pas augmenter le courant d'obscurité,

- le gabarit spectral est identique pour des températures supérieures et inférieures à la température BLIP (i.e. 30 et 60 K),
- les fronts de montée et de coupure doivent être en dehors des limites fixées par le cahier des charges (i.e. 10,5 - 12,3 μm).

La convergence de l'algorithme est réalisée sur les dopages des puits. Pour notre application, le résultat de la procédure d'optimisation est donné ci-dessous. Le premier design (QWP60) correspond à l'exemple que nous suivons depuis le début de cette section, quant au deuxième design (QWP59), c'est une structure qui utilise les mêmes types de puits, mais dans un ratio de un pour deux.

QWP60 : PQ@10,7(N_D @5,7.10¹¹) / PQ@12(N_D @2,5.10¹¹) / PQ@12(N_D @1,9.10¹¹) / PQ@12(N_D @2,2.10¹¹)

QWP59 : PQ@10,7(N_D @5,5.10¹¹) / PQ@12(N_D @3,6.10¹¹) / PQ@12(N_D @3,2.10¹¹)

Nous présentons figure 4.25 le gabarit spectral calculé par le modèle photoémisif pour les designs QWP59 et QWP60 à des températures supérieures et inférieures à $T_{BLIP} \approx 45$ K. Le résultat de notre approche est que nous obtenons un gabarit spectral large bande qui est quasi invariant avec la température.

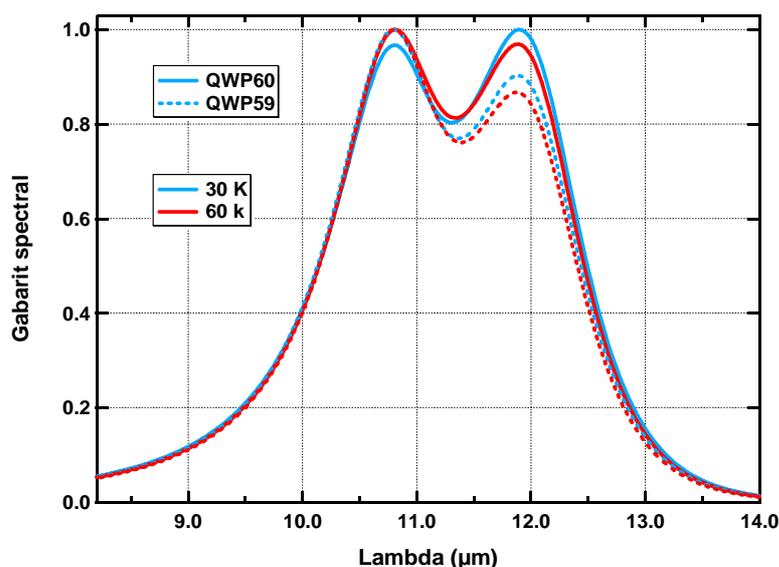


Figure 4.25 : Gabarits spectraux du QWP59 et du QWP60 en régime BLIP et thermoïonique

Suite à ces simulations, nous avons réalisé deux types de détecteurs QWIP. Le design QWP59 correspond à l'échantillon T603 et le design QWP60 correspond à l'échantillon T604. Nous présentons figure 4.26, les courbes expérimentales des gabarits spectraux de ces deux détecteurs en fonction de la température (pixels sans réseaux à $V_B = -1,5$ V).

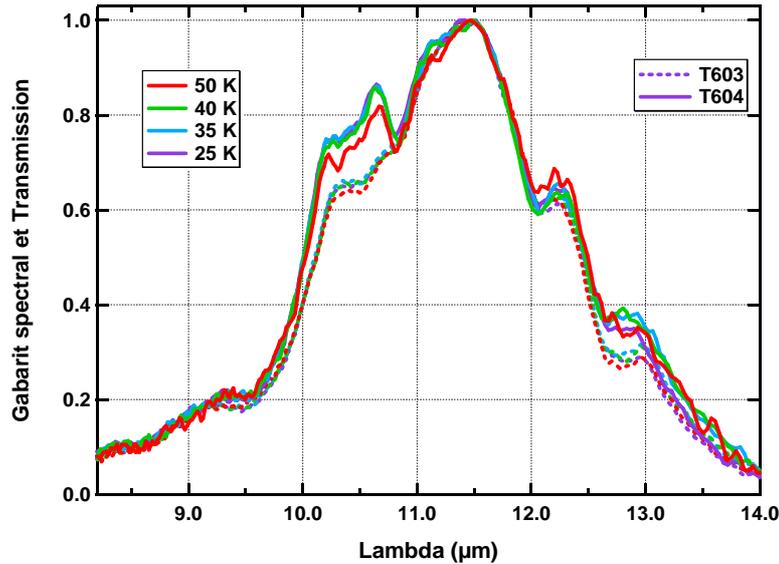


Figure 4.26 : Gabarits spectraux du T603 (QWP59) et du T604 (QWP60) en fonction de la température

Comme attendu, nous obtenons une réponse spectrale expérimentale comprise entre 10 et 12,5 μm et ce, quelle que soit la température entre 25 et 50 K. Les caractéristiques spectrales piquées que l'on observe notamment à 10,8, 12 et 12,6 μm sont dues à des absorptions parasites lors de la mesure au FTIR.

Le gabarit que nous présentons figure 4.26 correspond à un pixel sans réseaux. Or, afin d'optimiser les performances du détecteur, il nous faut utiliser une structure de couplage optique. Les structures de couplage large bande constituent un domaine d'étude en soi, cette problématique est étudiée dans le cadre de la thèse d'Arnaud Berurier et ne sera donc pas développée ici. Néanmoins, nous présentons sur la figure 4.27 l'efficacité quantique externe mesurée sur le T603 (en rouge) avec une structure de couplage large bande^[169]. Le point de polarisation à $V_b = -1,2$ V est choisi de manière à maximiser l'efficacité quantique externe, tout en conservant un courant d'obscurité sous le seuil des 7.10^8 électrons $\cdot\text{s}^{-1}$ demandé par la NASA. Par rapport à un pixel sans réseau, nous observons une augmentation de la réponse au pic d'un facteur 3,5 et une légère baisse de la largeur à mi-hauteur [10,4 – 12,2 μm].

Nous présentons en plus sur la figure 4.27, les efficacités quantiques externes des deux autres laboratoires (USA 1 et 2) participant au projet LDCM. Ces courbes sont données au point de polarisation optimale donné dans la référence [170]. La figure présente en plus le seuil d'efficacité et les limites spectrales demandés par la NASA. L'efficacité quantique externe constitue la figure de mérite retenue par la NASA afin de comparer les détecteurs. Ainsi, nous observons que notre composant répond aux spécifications du cahier des charges. Cette dernière figure permet de situer le résultat de nos travaux par rapport aux autres équipes travaillant sur le même sujet.

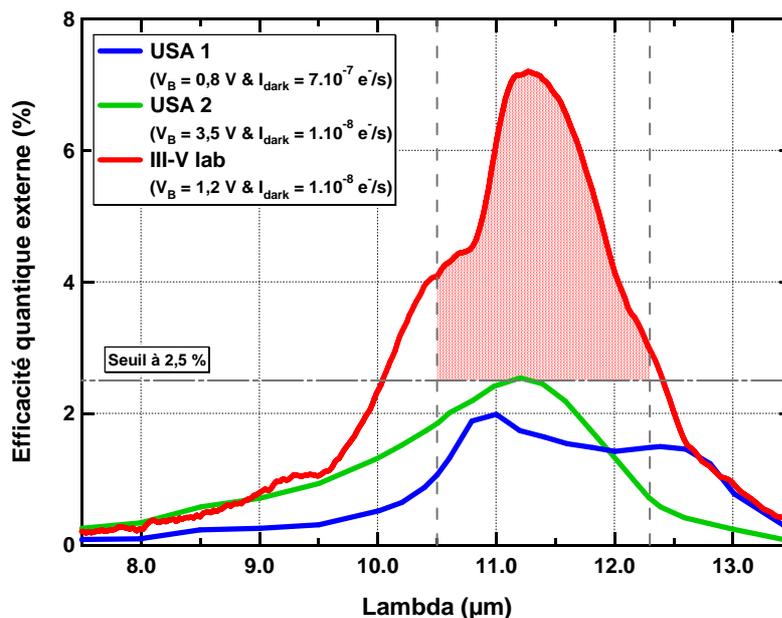


Figure 4.27 : Comparaison des efficacités quantiques externes des trois fournisseurs de QWIP pour le projet LDCM

Au cours de cette section, nous avons étudié les transferts de charges dans les structures à puits interdigités. Ce phénomène de transport électronique entraîne d'importantes évolutions de la réponse spectrale en fonction de la température de fonctionnement et empêche la détection large bande ou multispectrale dans des couches actives "classiques". Un tel comportement est très dommageable pour un système d'imagerie infrarouge, car cela oblige à faire fonctionner les blocs détecteurs en deçà de la température BLIP afin de conserver les caractéristiques spectrales du détecteur. Ce faisant, nous augmentons les contraintes sur le système de refroidissement ce qui impacte directement la consommation électrique, l'encombrement et donc les performances et le coût du système.

En nous appuyant sur le bilan des courants, nous avons pu interpréter ce phénomène. De plus, la simulation numérique que nous avons mise en place rend désormais compte de cet effet. En conséquence, nous avons pu proposer, tester et valider expérimentalement des règles de design qui permettent de conserver les propriétés spectrales de ce type de composant quelle que soit la température de fonctionnement.

4.2.2 STRUCTURES A DISTRIBUTION NON-UNIFORME : DOPAGES DES PUIITS ET EPAISSEURS DES BARRIERES

L'idée des structures inhomogène a été proposée par S. Y. Wang *et al.*^[171, 172] dans le but de diminuer le courant d'obscurité des QWIPs, tout en améliorant le niveau de performance. Elle consiste à utiliser une couche active avec un seul type de puits, mais dont les dopages et les largeurs de barrière varient le long de la structure. La structure finale est aperiodique. Notre laboratoire, par l'intermédiaire de Laure Gendron lors de sa thèse^[173], a aussi proposé l'utilisation de structures inhomogènes. L'idée était alors de modifier uniquement le dopage des premiers puits côté réseaux afin de compenser les effets de déplétion dûs au contact émetteur et donc de profiter du fort recouvrement de ces puits avec le mode optique.

Nous présentons ici le résultat d'une étude portant sur des structures inhomogènes dans toute la couche active. La motivation de cette étude vient des résultats expérimentaux de S. Y. Wang *et al.*^[171, 172]. Ils ont montré que des structures dont les puits côté réseau sont sur-dopés et dont les largeurs de barrières sont réduites présentent une augmentation des performances par rapport à une structure homogène.

PRESENTATION DES STRUCTURES ET PROBLEMATIQUE

Les quatre détecteurs que nous avons étudiés sont des QWIPs VLW ($\lambda_{pic}@14\mu m$). L'hétérostructure de base est : $Al_{0,149}Ga_{0,851}As$ / GaAs (6,9 nm) / $Al_{0,149}Ga_{0,851}As$. Cette séquence est répétée 40 fois en faisant varier la taille des barrières et les dopages des puits. Le T606 est un échantillon homogène qui constitue notre référence, il est dopé à $1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ par puits (soit $6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ au total) et a des barrières de 36 nm pour une épaisseur totale de 1476 nm. Le T607 possède le même nombre total de dopants ainsi que les mêmes barrières homogènes que le T606, mais a un dopage variable. Quant aux T608 et T609 ils ont à la fois le dopage et l'épaisseur des barrières qui varient. Le nombre total de dopants est de $5,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour le T608, et de $3,87 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour le T609. L'épaisseur totale des structures est quasi inchangée (cf. figure 4.30). La figure 4.28 et la figure 4.29 présente respectivement les densités de dopant et les largeurs de barrière pour le T606, T607, T608 et T609.

L'idée générale derrière de telles distributions est d'augmenter le recouvrement entre le mode optique et les porteurs disponibles pour être absorbés. Cela se fait en augmentant la population des puits et en diminuant les largeurs de barrière proches du bas des réseaux. Tandis qu'au voisinage du contact collecteur (où la fonction de couplage est faible), il faut diminuer le dopage des puits et augmenter les largeurs de barrières. Le courant étant conservé dans toute la structure, c'est la fin de la couche qui va limiter le courant tandis que c'est le début de la couche qui va principalement contribuer à la réponse. La figure 4.30 présente les diagrammes de bandes des quatre échantillons calculés par le modèle photoémisif à deux températures. À titre indicatif nous présentons sur cette même figure la fonction de couplage à l'énergie de la transition (*i.e.* 14 μm) que nous avons utilisée pour le calcul.

En régime thermoionique, on obtient une distribution uniforme pour une structure uniforme (en dehors des effets de bord). En régime BLIP, le profil de bande présente une courbure opposée à la distribution de champ électromagnétique afin de conserver le courant dans la structure : une forte absorption s'accompagne nécessairement d'un faible champ électrique afin de limiter la probabilité d'émission, alors qu'une faible absorption est suivie d'un fort champ qui permet de faciliter l'émission des puits.

L'utilisation de distributions inhomogènes telles que nous les avons implémentés sur le T607, T608 et T609 a tendance à amplifier la non-uniformité du profil de bande. À titre d'exemple, à 34 K et 1,5 V, le champ sur les premières barrières du T607 est inférieur à 1 kV/cm tandis que le champ sur les dernières barrières est de 17 kV/cm. En conséquence, bien que l'absorption totale des structures inhomogène soit plus forte que dans la structure homogène, la probabilité d'émission a diminué, ce qui au final induit une réponse plus faible. Ainsi, la problématique associée aux QWIPs à distribution inhomogène consiste à trouver une structure qui diminue le courant d'obscurité, tout en ne dégradant pas la réponse du détecteur.

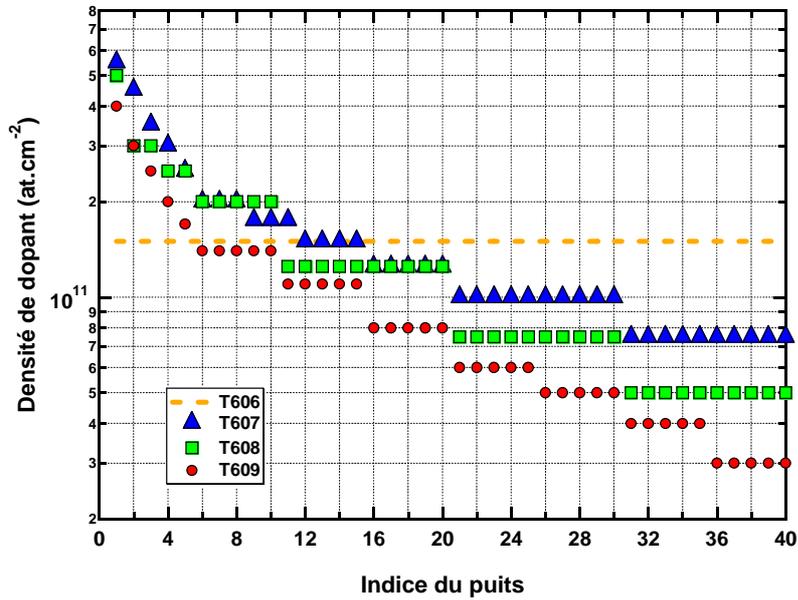


Figure 4.28 : Dopage des échantillons T606, T607, T608 et T609 ; le réseau de couplage optique est à gauche

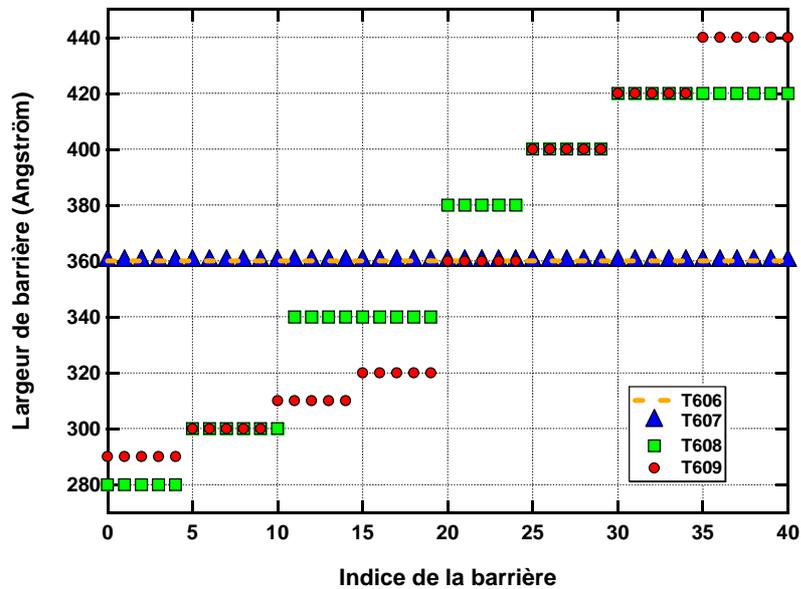


Figure 4.29 : Largeur de barrière des échantillons T606, T607, T608 et T609; le réseau de couplage optique est à gauche

S. Y. Wang *et al.* semblent avoir trouvé une réponse à ce problème en utilisant des structures similaires à celles présentées figure 4.30. Leur échantillon présente une diminution du courant d'obscurité tout en conservant le même niveau de réponse^[172]. Ils justifient ces faits expérimentaux par une augmentation du gain en raison du phénomène d'ionisation par impact dans la zone de fort champ. Ainsi, la diminution de la réponse locale des puits est compensée par une augmentation du gain de photoconduction. Cependant, certains de leurs résultats expérimentaux nous semblent incohérents avec leurs interprétations. En particulier, les caractéristiques courant-tension ne présentent pas l'envolée du courant caractéristique de l'IPI. De plus, l'évolution en tension du gain nous paraît plus proche du régime thermoïonique (augmentation jusqu'à saturation puis diminution due aux diffusions vers les vallées secondaires cf. figure 4.13) que du gain en régime de fort champ (cf. figure 3.28). C'est pourquoi nous avons mené notre propre étude numérique et expérimentale sur ce type de structure.

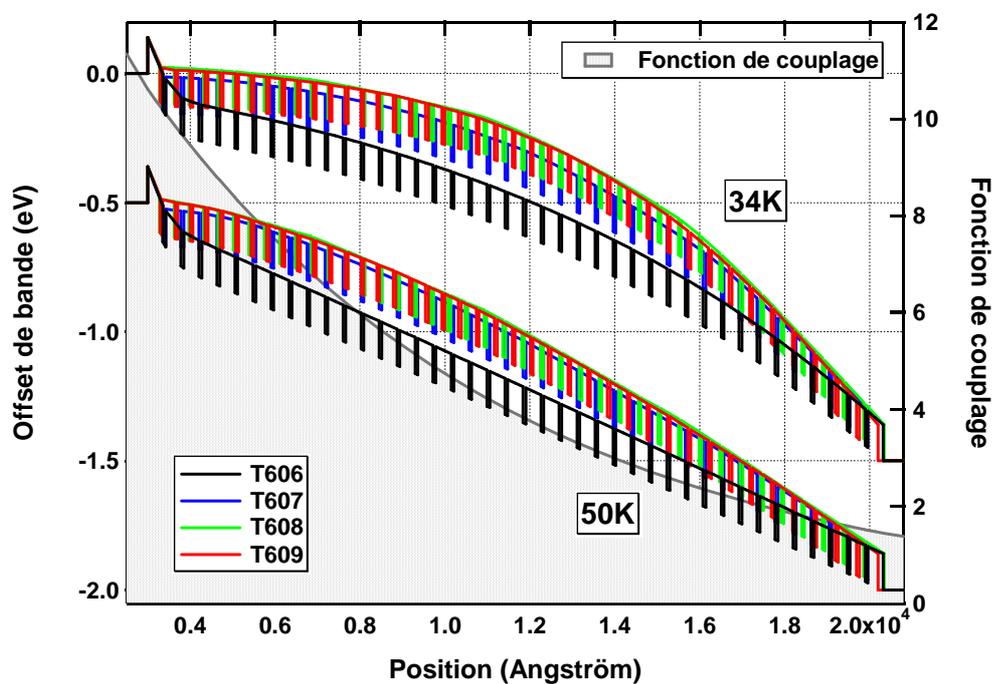


Figure 4.30 : Diagramme de bande des quatre échantillons à 1,5 V en régime BLIP (34 K) et en régime thermoïonique (50 K) (décalé de 0,5 V) ; en gris la fonction de couplage optique utilisée pour le calcul

RESULTATS ET ANALYSE

Les premiers résultats que nous présentons figure 4.31 sont les densités de courant mesurées à 34 et 50 K. Dans le premier cas, le courant est dominé par le courant optique (BKG@303K et ouverture à $f/1,6$) tandis que dans le second c'est le courant thermoïonique qui domine.

Comme attendu, nous observons une baisse du courant thermique (50 K) entre le T606 et le T607, ainsi que des niveaux de courant plus faibles pour le T608 et T609. Toutefois, contrairement aux résultats de S. Y. Wang, nous observons aussi une baisse du courant optique sur les structures inhomogènes en comparaison à la structure de référence.

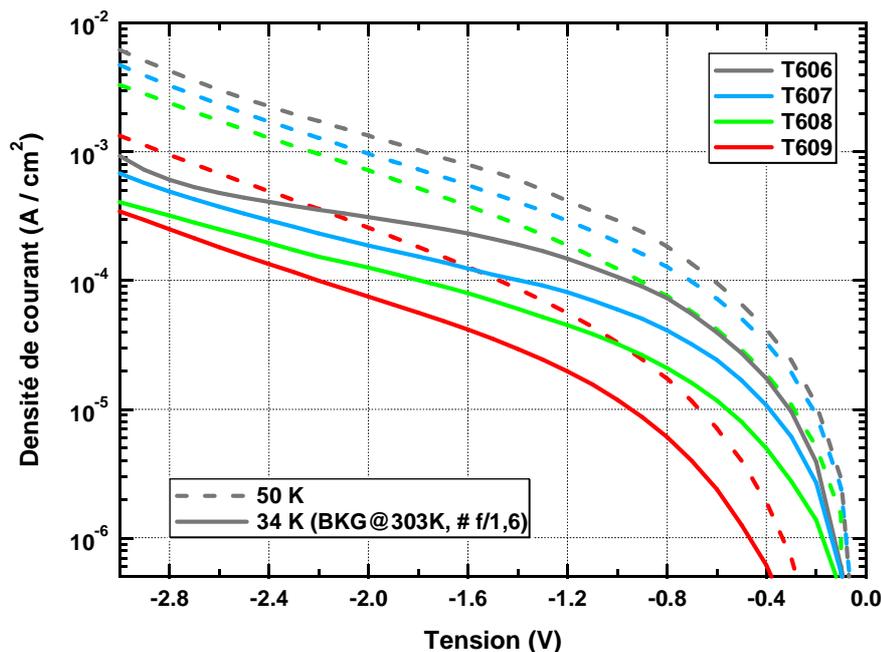


Figure 4.31 : Densités de courant mesurées sur le T606, T607, T608 et T609 à 34 et 50 K.

La plus faible réponse des échantillons inhomogènes est confirmée par la figure 4.32. Cette figure présente à la fois les mesures de réponse au pic à 34 K et les résultats issus du modèle photoémissif. On observe aussi bien sur les données expérimentales que sur la simulation que c'est l'échantillon de référence qui présente la meilleure réponse au pic. Il est normal que les échantillons T608 et T609, qui sont moins dopés, présentent une réponse plus faible. Néanmoins d'après les articles de Wang, nous nous attendions à ce que l'échantillon T607 présente une réponse similaire au T606. En effet, la référence [172] indique que le gain de bruit mesuré sur la structure inhomogène est supérieur d'un ordre de grandeur au gain de la couche uniforme. Nous avons effectué des mesures de gain sur les quatre échantillons, celles-ci sont présentées sur la figure 4.33.

Par rapport à la structure de référence, nous n'observons pas d'augmentation du gain de bruit sur les échantillons ayant une distribution non-uniforme. Au contraire, le gain des échantillons inhomogènes est même plus faible. Nous avons aussi effectué des mesures de gain à plus haute température (non présentées) afin de nous placer dans des conditions similaires à la référence [172], mais là encore les gains des échantillons T607, T608 et T609 sont très semblables à celui du T606. De plus, nous présentons en figure 4.33 les résultats des simulations. Initialement, nous avons émis un doute quant à la capacité du modèle photoémissif à simuler ce type de structure, car le modèle ne prend pas en compte le phénomène d'ionisation par impact. Cependant, à la vue des résultats expérimentaux, nous considérons qu'il n'y a pas d'IPI dans la gamme d'utilisation (température et tension) de ces détecteurs. Ainsi, le modèle photoémissif reste valide et nous permet d'obtenir des résultats proches des données expérimentales.

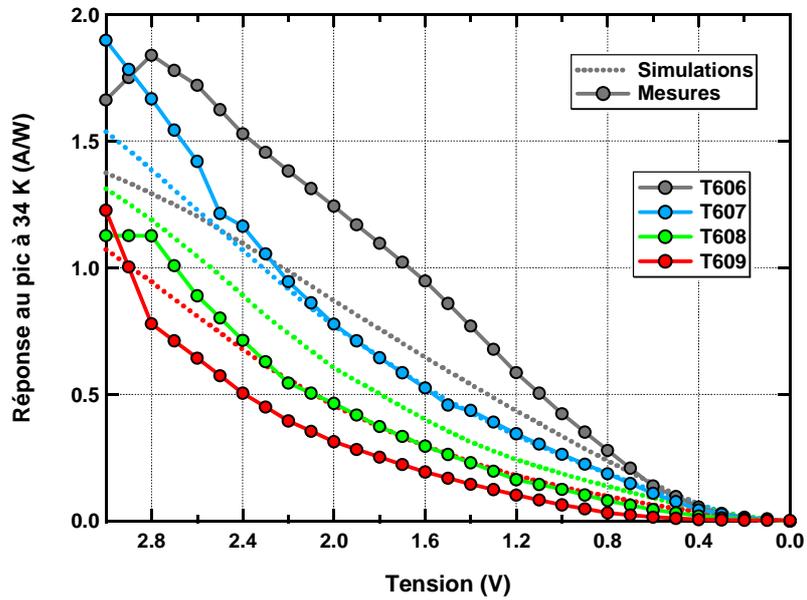


Figure 4.32 : Réponse au pic mesurée et simulée sur le T606, T607, T608 et T609 à 34 K.

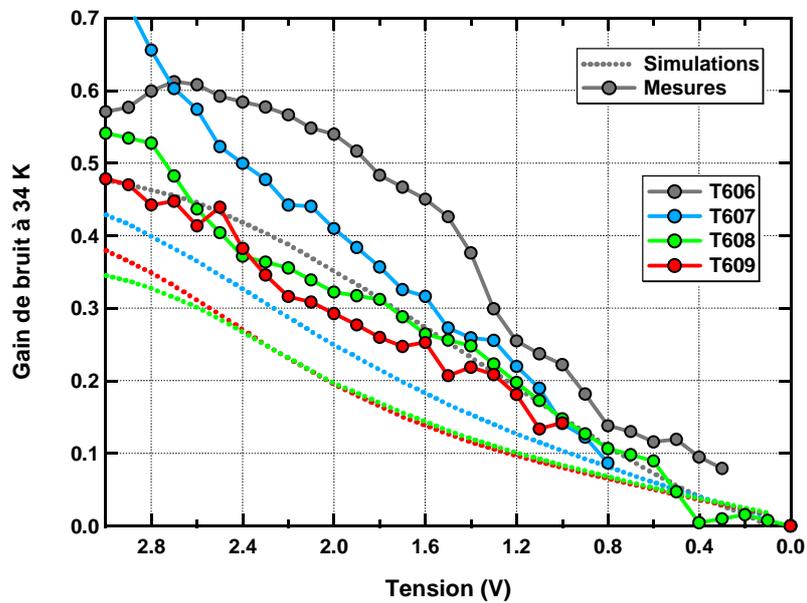


Figure 4.33 : Gain de bruit mesuré et simulé sur le T606, T607, T608 et T609 à 34 K.

Pour finir, nous présentons sur la figure 4.34 la détectivité spécifique mesurée sur les quatre échantillons, devant un corps noir à 303 K et pour une ouverture numérique de $f/1,6$. C'est l'échantillon de référence, qui comme attendu d'après les mesures de réponse et de bruit, présente la meilleure détectivité.

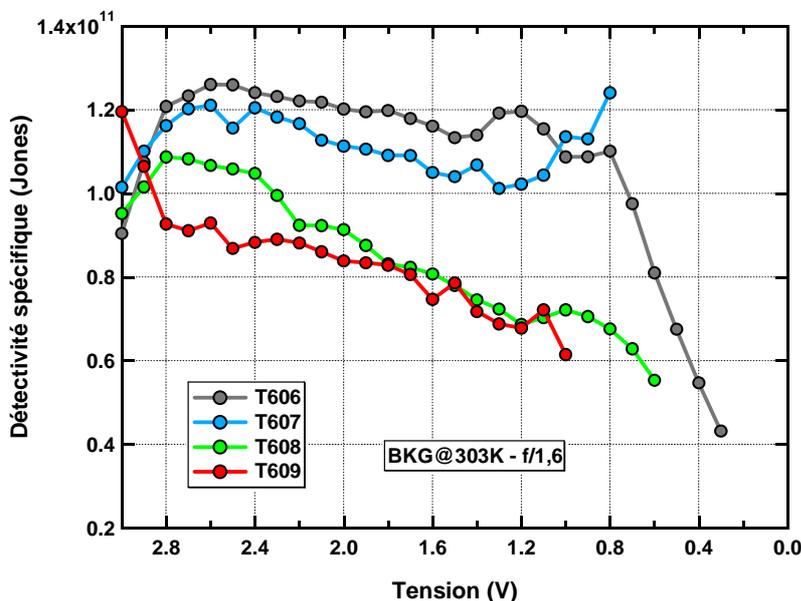


Figure 4.34 : Détectivités spectrales spécifiques déduites des mesures sur les T606, T607, T608 et T609 à 34 et 50 K.

Nous n'observons pas d'accroissement des performances des QWIPs avec l'utilisation de structure non-uniforme du type de celles présentées figure 4.28 et figure 4.29. Au contraire, nous obtenons une légère dégradation de la détectivité. Pourtant, cela ne veut pas nécessairement dire qu'il n'existe pas de configuration inhomogène pour laquelle les performances du détecteur seraient augmentées. C'est pourquoi, le modèle photoémissif que nous avons présenté dans la première partie de chapitre devient un outil de simulation indispensable pour pouvoir explorer les différentes configurations de couche active.

Parmi les pistes à suivre, nous considérons qu'il faut s'orienter vers une structure qui présente une probabilité d'émission forte du côté des réseaux, suivie d'une zone à plus faible champ qui limiterait le courant. Une telle couche pourrait être conçue en utilisant les résultats de la partie 3.1, c'est-à-dire en utilisant des puits où le courant tunnel séquentiel résonant dominerait le transport dans la zone de faible champ.

Conclusion de chapitre

Dans la première partie de chapitre, nous avons détaillé un outil de simulation numérique basé sur une approche macroscopique du transport. Bien que la physique de base du modèle soit similaire au modèle photoémissif proposé par L. Thibaudeau *et al.*, nous avons apporté plusieurs améliorations qui permettent aujourd'hui de simuler des structures complexes. En outre, nous avons pris soin au cours de ce chapitre de présenter clairement les hypothèses et les limitations de ce modèle.

Grâce à cet outil, nous avons pu étudier les QWIPs inhomogènes que sont les couches actives interdigitées et les structures non-uniformes. En particulier, cela nous a servi à interpréter la dérive spectrale des QWIPs multispectraux avec la température de fonctionnement. La compréhension de ces dérives nous a permis de proposer des règles de design pour ce type de composant. Les premiers résultats expérimentaux sont très satisfaisants, que ce soit en en terme de gabarit spectral ou de performances. De plus, nous avons commencé à analyser les possibilités d'utilisation des couches apériodiques dans le but d'augmenter la température de fonctionnement. Il est certain que le modèle photoémissif revisité sera un outil de simulation indispensable afin d'améliorer encore un peu plus les performances des futures générations de QWIPs

Chapitre 5 :

OPTIMISATION ET NOUVELLES FONCTIONNALITES

Dés le début des photodétecteurs infrarouge à multipuits quantiques, les recherches se sont orientées vers la gamme de longueurs d'onde 8 - 10 μm . Le choix de cette bande spectrale est aussi bien lié à des raisons pratiques qu'aux applications potentielles de cette technologie. La première raison est la facilité d'accès à cette gamme de longueurs d'onde en utilisant l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ / GaAs , par la possibilité de faire fonctionner ces détecteurs aux températures des fluides cryogéniques (LHe et LN_2) ou encore par la possibilité d'utiliser les lasers à CO_2 pour les mesures optiques. La seconde raison est donnée par le fait que ces détecteurs sont conçus pour faire de l'imagerie IR, à ce titre ils doivent appartenir aux bandes spectrales définies par la transmission atmosphérique. En outre, la répartition spectrale de l'émittance du corps noir et le faible nombre de solutions techniques alternatives ont naturellement poussé les financements et donc les recherches dans la gamme 8-10 μm .

L'objectif de ce chapitre et plus largement de cette thèse, est d'étendre la gamme spectrale accessible aux QWIPs. La raison n'est pas liée à des facilités technologiques, bien au contraire, mais plutôt aux applications de l'imagerie infrarouge. L'extension vers les courtes longueurs d'onde est liée au besoin d'informations toujours plus grand. En particulier, la détection bispectrale MW/LW permet d'augmenter les capacités de discrimination des systèmes ou d'étendre leur plage de fonctionnement. L'extension vers les grandes longueurs d'onde est liée à la part grandissante des programmes spatiaux dans nos activités. Ces applications (observation de la terre ou astrophysique) nécessitent de réaliser des imageurs dans la gamme 10 - 20 μm .

Nous allons présenter dans une première partie notre démarche de conception des QWIPs large bande. Pour cela, nous allons nous appuyer sur un programme d'étude financé par l'Agence Spatiale Européenne. Cela nous permettra d'une part de pousser à l'extrême l'utilisation de structures interdigitées et d'autre part d'introduire un nouveau type de structure que sont les puits couplés. La deuxième partie est consacrée aux QWIPs en bande II. Nous présenterons tout d'abord nos études amont concernant l'utilisation d'un substrat sur InP . Puis, nous concluons en présentant une estimation des performances des QWIPs MW sur GaAs .

5.1 QWIPS LARGE BANDE

Les détecteurs large bande sont généralement utilisés pour des applications hyperspectrales (> 100 canaux) afin d'augmenter les capacités de discrimination des systèmes en réalisant de l'imagerie spectroscopique. Notre groupe a été mandaté par l'agence spatiale européenne (ESA) pour démontrer la faisabilité d'imageurs large bande, basés sur une technologie QWIP, pour des applications de spectroscopie par transformée de Fourier (FTS) et de spectroscopie dispersive (DS). L'objectif de ce programme d'étude est la réalisation d'un imageur 1024x256 au pas de 50 μm dans la gamme 11- 15 μm pour chacune des techniques de spectroscopie^[174].

Au cours de cette thèse nous nous sommes intéressés à la problématique du design des couches actives pour ce programme d'étude. Après une rapide présentation des architectures large bande existantes dans la littérature, nous décrivons notre approche pour la conception de couches actives large bande. En particulier, nous allons détailler les contraintes liées d'une part à l'épitaxie et d'autre part au phénomène de transfert de charge. La deuxième partie sera consacrée aux résultats expérimentaux et à l'analyse d'un nouveau genre de couche active à base de puits couplés.

CONTEXTE DES QWIPS LARGE BANDE

De par leur nature, les QWIPs ont une réponse spectrale bande étroite. Afin d'étendre la plage d'applications pour ce composant, plusieurs groupes de recherche ont proposé des solutions techniques pour rendre la réponse du QWIP large bande. Parmi ces solutions, on retiendra trois grandes familles.

Il y a tout d'abord les couches à gradient de composition dans les barrières, principalement étudiées par le groupe de Sheng Li à l'Université de Floride^[175]. La figure 5.1 présente les schémas des quatre principales hétérostructures employées. Sous l'influence du champ électrique, les barrières aval vont s'abaisser, permettant ainsi une contribution des états pseudo-liés à la réponse spectrale. Pour réaliser le gradient de composition, on peut soit effectuer une rampe de température des creusets lors de la croissance, soit utiliser des barrières en superréseaux dont on fait varier le rapport cyclique. L'inconvénient majeur des solutions à gradient de composition est une très forte dépendance du gabarit spectral avec la tension appliquée. Ces changements proviennent de la probabilité d'émission et d'un effet Starck au premier ordre.

La deuxième famille de solutions consiste à utiliser des puits couplés afin de créer un superréseau^[176]. Cette approche, illustrée sur la figure 5.2 utilise des transitions entre deux minibandes afin d'augmenter la largeur spectrale d'absorption. Ce type de couche active présente aussi de fortes évolutions du gabarit spectral avec la tension.

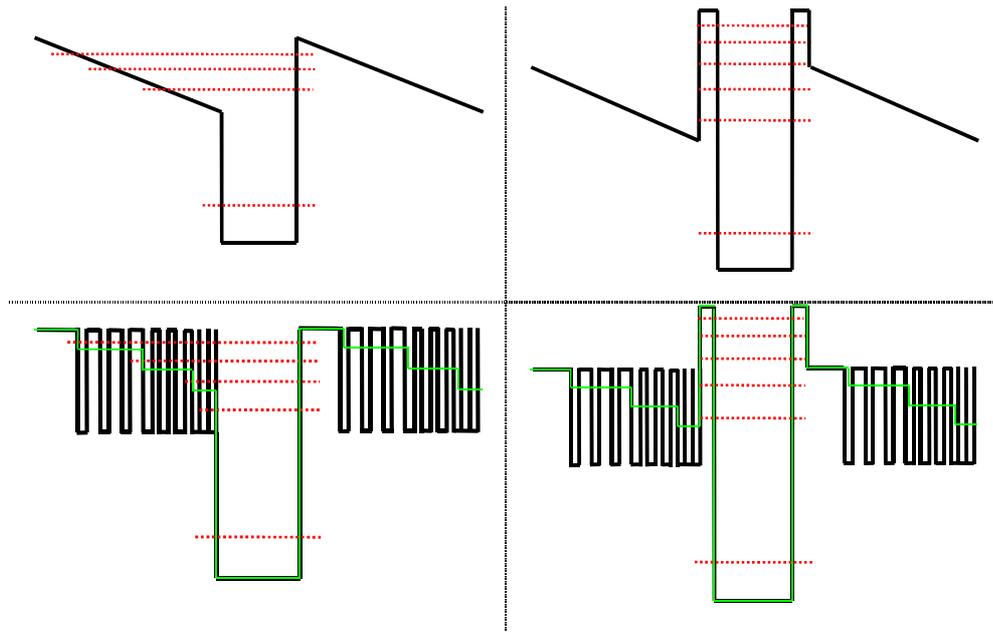


Figure 5.1 : Description schématique des structures à gradient de composition dans les barrières. De haut en bas et de gauche à droite : linear graded barrier QWIP, double barrier linear graded barrier QWIP, digital graded superlattice barrier QWIP et double barrier digital graded superlattice barrier QWIP.

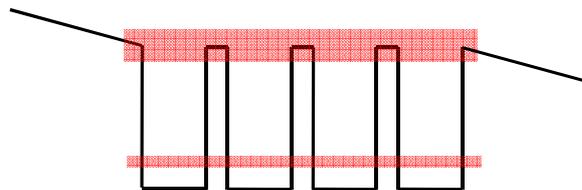


Figure 5.2 : Description schématique des structures superréseaux

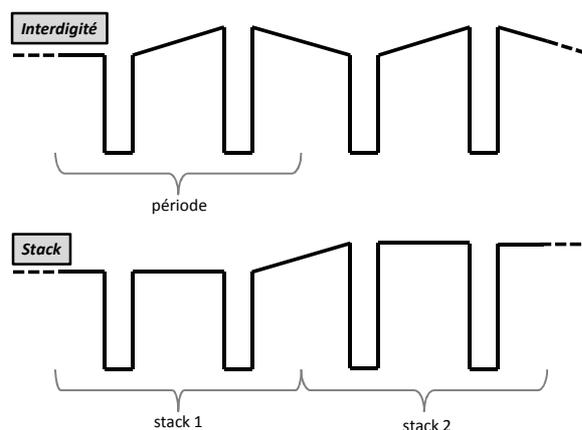


Figure 5.3 : Description schématique des structures à combinaison de différents types de puits; interdigité en haut et stack en bas

La dernière famille de solutions utilise quant à elle une combinaison de différents types de puits. Les contributions de chacun des puits vont s'additionner pour former un gabarit spectral large bande. L'agencement de la couche active peut se faire en empilant les paquets de types de puits (stack)^[177] ou en alternant les types de puits (interdigité). Ces deux arrangements sont illustrés sur la figure 5.3. Dans les deux cas, il faut faire attention aux différences d'énergie d'activation entre les puits (cf. section 4.2.1.3).

Dans le cadre du programme ESA, nous avons privilégié la troisième famille de solutions afin de partir sur une base connue et dont nous sommes certains de la faisabilité. Pour l'application FTS nous avons choisi une structure QWIP interdigitée mono-étage avec un réseau de couplage large bande. En ce qui concerne les applications de spectro-imagerie dispersive, nous avons aussi retenu une structure interdigitée. Néanmoins, la bande spectrale à couvrir sera divisée en deux étages. L'étage supérieur couvrira la bande 13-15 μm sur 50 % du plan focal (étage inférieur court-circuité) et l'étage inférieur détectera dans la gamme 11-13 μm sur la deuxième moitié du plan focal (étage supérieur gravé). Un réseau avec un pas variable sera gravé le long de la matrice, car cette application nécessite de maximiser le signal individuellement pour chaque longueur d'onde.

Toutefois, afin de ne pas nous limiter aux structures interdigitées, nous avons également analysé les possibilités offertes par l'utilisation d'une couche active avec des puits couplés.

5.1.1 CONCEPTION DE COUCHES ACTIVES A PHOTOREPONSE LARGE BANDE

Dans un premier temps, nous allons discuter du choix des longueurs d'onde de détection des différents types de puits, ainsi que de leurs réalisations technologiques. Puis, nous détaillerons les spécificités des couches actives à puits interdigités. Pour finir, nous présenterons notre approche de design des structures à puits couplés.

5.1.1.1 LONGUEURS D'ONDE ET TYPES DE PUIITS

On rappelle que la gamme spectrale visée s'étend entre 11 et 15 μm , soit une largeur de 250 cm^{-1} . Une transition intersousbandes liée-quasiliée typique présente une FWHM d'environ 100 cm^{-1} . Ainsi l'utilisation de trois types de puits suffit à couvrir la bande spectrale. Néanmoins, afin de nous garantir un gabarit spectral large bande et de relâcher la contrainte sur la précision des calibrages MBE, nous avons choisi d'utiliser quatre types de puits.

Le choix des longueurs d'onde se fait en utilisant un gabarit spectral de référence que l'on va traduire en énergie afin de simuler les différents puits. Nous avons utilisé un gabarit expérimental plutôt qu'un gabarit calculé afin de mieux rendre compte de l'élargissement du flanc haute énergie. Plusieurs solutions ont été testées, nous présentons sur la figure 5.4 et sur la figure 5.5 les longueurs d'onde au pic retenues pour les deux applications. Les longueurs d'onde choisies sont résumées dans le tableau 5.1.

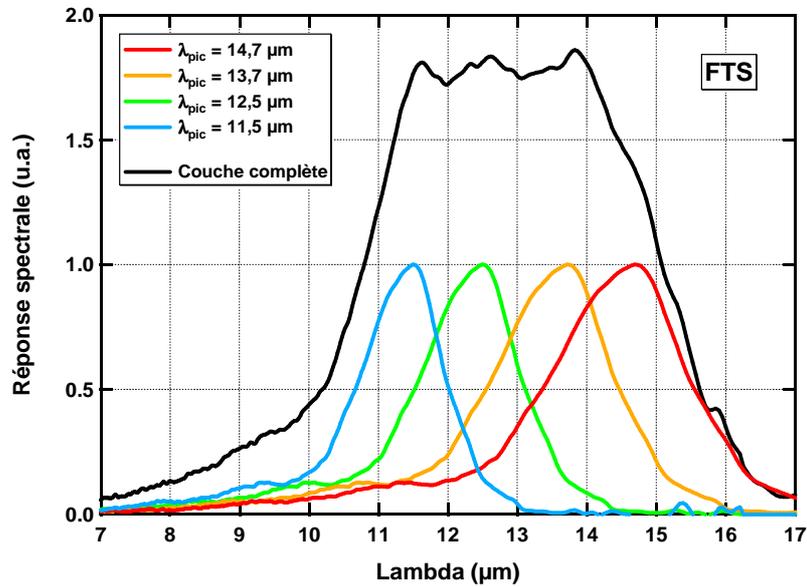


Figure 5.4 : Choix des longueurs d'onde pour l'application FTS

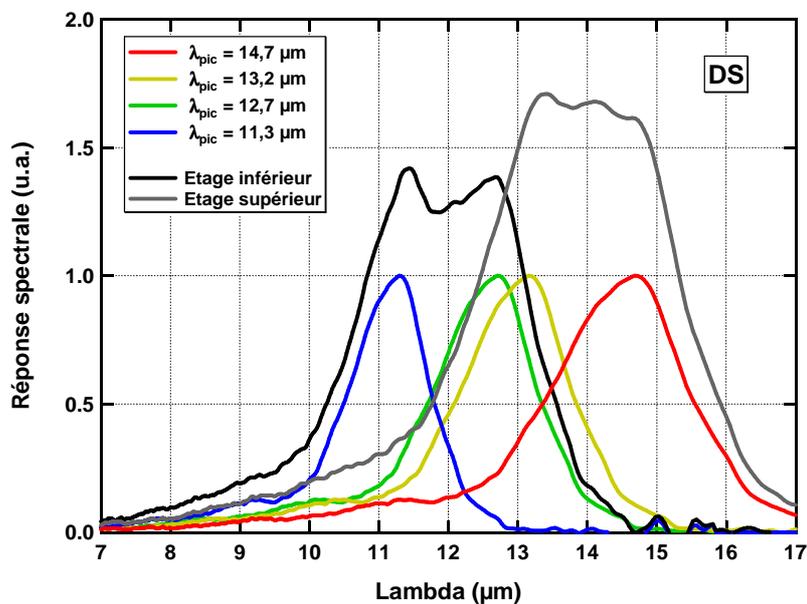


Figure 5.5 : Choix des longueurs d'onde pour l'application DS

Applications	Référence du puits	Longueur d'onde (μm)	Énergie (meV)
FTS	1	11,5	108
	2	12,5	99
	3	13,7	91
	4	14,7	84
DS étage supérieur	1s	11,3	110
	2s	12,7	98
DS étage inférieur	1i	13,2	94
	2i	14,7	84

Tableau 5.1 : Longueurs d'onde choisies pour le FTS et le DS

Nous allons maintenant nous intéresser à la réalisation technologique des différents types de puits qui vont permettre d'absorber aux longueurs d'onde sélectionnées. Le design de l'hétérostructure locale est limité par l'épitaxie. En effet, on ne s'autorise pas un changement de température des cellules durant la croissance, afin de conserver une bonne stabilité des flux atomiques. Ainsi, le RIBER 49 que nous utilisons ne peut pas réaliser quatre compositions d'AlGaAs différentes au cours d'une même croissance. Lors de l'épitaxie nous pouvons utiliser une cellule d'aluminium, deux de gallium et deux d'indium. Avec cette configuration de cellules, il est possible d'obtenir une composition d'aluminium et deux compositions d'indium. De plus, en jouant sur la vitesse des deux cellules de gallium on peut aussi obtenir une deuxième composition d'aluminium. Néanmoins, cette deuxième composition est liée à la première, car la plage de vitesse des cellules est limitée. Ainsi, nous considérons dans cette étude que cette seconde concentration doit être au maximum éloignée de 4% par rapport à la première. Il faut alors exploiter différentes hétérostructures locales qui permettent la réutilisation d'une composition d'aluminium afin de détecter à d'autres longueurs d'onde, tout en conservant une transition liée-quasiliée.

Nous avons effectué une analyse des propriétés de relaxation et d'absorption de plusieurs hétérostructures, dont le détail est présenté dans l'annexe C. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons uniquement discuter du choix des hétérostructures. Les différents types de puits discutés ici sont illustrés dans le tableau 6.1 en annexe C.

- Les puits avec des oreilles en AlAs (ref. H dans le tableau 6.1) ne sont pas retenus en raison d'un temps de relaxation très court, qui va entraîner une faible probabilité d'émission. Quant aux puits avec des oreilles en AlGaAs (ref. G), ils n'induisent pas d'évolution significative de l'énergie de transition, c'est pourquoi ils ne seront pas utilisés.
- Nous écartons aussi l'utilisation d'une barrière centrale (ref. D et E), car d'une part le décalage en énergie induit par cette couche est trop important et d'autre part le fort recouvrement avec la fonction d'onde du niveau fondamental rend ce type de puits particulièrement sensible aux fluctuations du profil de composition. En outre, comme le seul moyen de changer l'énergie de transition est de modifier l'épaisseur de la couche centrale de ± 1 MC, cela ne permet pas un contrôle fin de la longueur d'onde.

- En revanche, nous avons retenu la solution consistant à utiliser des sur-barrières aux extrémités du puits (ref. F), car cela permet d'accéder à un large éventail de longueurs d'onde. De plus, le contrôle de la longueur d'onde est facilité par les différents paramètres ajustables : taille du puits, épaisseur des sur-barrières, position des sur-barrières. La contrainte de ce type de puits réside dans la maîtrise du profil d'épitaxie et donc la maîtrise des longueurs d'onde ainsi que l'uniformité des couches sur toute la matrice.
- Afin d'augmenter l'énergie de transition, nous retenons aussi la possibilité d'utiliser de l'indium dans les puits (ref. B et C). De plus, l'utilisation de marches en GaAs de part et d'autre d'une zone d'InGaAs (ref. C), permet d'accéder à deux longueurs d'onde différentes pour une même concentration d'indium. En revanche, l'utilisation d'indium introduit une contrainte élastique dans la couche qui pourrait être problématique si elle devient trop importante.

Cette section nous a permis d'établir les longueurs d'onde nécessaires à l'obtention d'une réponse spectrale entre 11 et 15 μm . Nous avons privilégié une solution qui offre un gabarit légèrement plus large afin de garantir les fronts de montée et de descente et de réduire la contrainte sur la précision des calibrages MBE. En ce qui concerne le choix des hétérostructures, nous avons retenu l'emploi des puits standards en GaAs, des puits en InGaAs, ainsi que l'utilisation de sur-barrières aux extrémités du puits.

5.1.1.2 COUCHE ACTIVE A PUIITS INTERDIGITES

Nous allons maintenant développer notre démarche de conception des QWIPs large bande en utilisant une structure interdigitée. Nous nous appuierons en particulier sur l'application FTS pour illustrer notre méthode, car de par le nombre de types de puits (4) et la large gamme spectrale (11 - 15 μm), c'est ce projet qui est le plus complexe à réaliser. La conception à lieu en trois étapes : la définition de l'architecture ; le choix des dopages et de l'organisation ; enfin l'optimisation et la vérification de la couche active.

ARCHITECTURE

Au cours de la section précédente, nous avons d'un côté déterminé qu'il faut quatre puits décalés en longueur d'onde pour couvrir l'ensemble de la bande spectrale et d'un autre côté, nous avons présenté les différents types de puits exploitables pour ce projet. La définition de l'architecture d'une couche active consiste à associer à chaque longueur d'onde (*e.g.* 11,5 μm), un type de puits (*e.g.* AlGaAs / InGaAs). La détermination de ce couple se fait bien sûr à partir des possibilités offertes par le bâti, mais aussi en tenant compte des étapes de fabrication et de l'impact sur le transport.

Nous présentons sur la figure 5.6 un premier exemple afin d'introduire les notions importantes liées à la définition d'une architecture. Le premier puits ($\lambda_{\text{pic}} = 11,5 \mu\text{m}$) est constitué d'InGaAs de concentration *In31*, le deuxième puits ($\lambda_{\text{pic}} = 12,5 \mu\text{m}$) est aussi réalisé en InGaAs, mais de composition *In32*. Quant aux troisième ($\lambda_{\text{pic}} = 13,7 \mu\text{m}$) et quatrième puits ($\lambda_{\text{pic}} = 14,7 \mu\text{m}$), ils sont constitués de GaAs entouré d'AlGaAs de concentration *A13* pour l'un et *A14* pour l'autre.

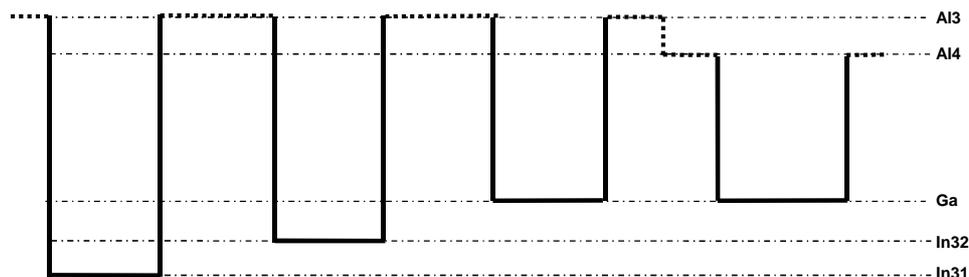


Figure 5.6 : Exemple d'architecture non retenue ; chaque puits représente une longueur d'onde, de gauche à droite : 11,5 - 12,5 - 13,7 - 14,7 μm

Pour de multiples raisons, cette architecture n'est selon nous pas envisageable. Tout d'abord, l'utilisation de deux compositions d'AlGaAs et de deux compositions d'InGaAs va nécessiter une procédure de calibrage assez longue, ce qui requiert une grande stabilité du bâti afin de conserver le calibrage des longueurs d'onde. Ensuite, la présence de deux couches complètes d'InGaAs engendre une contrainte non négligeable et bien que nos croissances soient réalisées dans des conditions pseudomorphiques, la contrainte provoque une courbure du substrat. Cette flèche est particulièrement gênante lors de la lithographie des réseaux, d'autant que l'objectif dans le cadre de ce projet est de réaliser de grandes matrices de détection (> 5 cm de côté). Enfin, le comportement en transport des structures avec une discontinuité de potentiel dans la barrière (A/3 - A/4) est encore mal connu. La première étude que nous avons menée sur le sujet semble montrer une dégradation des performances (réduction du gain) dans ces structures.

Bien que l'architecture présentée sur la figure 5.6 ne soit pas retenue pour l'application FTS, elle nous permet d'introduire la nomenclature de ces structures. La teneur en aluminium des barrières est dénommée A/X , avec X un nombre compris entre 1 et 4. Une composition dénommée $A/4$ signifie que cette concentration d'aluminium permet la détection à 14,7 μm , soit le puits numéro quatre, en utilisant l'hétérostructure $\text{Al}_{\text{Al}4}\text{Ga}_{1-\text{Al}4}\text{As} / \text{GaAs}$. De la même manière, la composition d'indium est dénommée $\text{In}XY$, avec X et Y des nombres différents compris entre 1 et 4. Une composition désignée par $\text{In}31$ correspond à la composition nécessaire pour absorber à 11,5 μm (puits numéro un) en utilisant une couche d'InGaAs avec des barrières en AlGaAs de composition $A/3$.

Ainsi, un puits simple en AlGaAs / GaAs est dénommé par sa composition d'aluminium (*e.g.* $A/4$). Un puits en AlGaAs / InGaAs est désigné par ses concentrations en aluminium et en indium (*e.g.* $A/3+\text{In}32$). Un puits avec des "marches" en GaAs est indiqué par l'ensemble des compositions (*e.g.* $A/4+\text{Ga}+\text{In}42$). Enfin, un puits avec des sur-barrières est dénommé par sa teneur en aluminium et par le terme "bar" (*e.g.* $A/1+\text{bar}$).

Nous avons dû adopter cette nomenclature fastidieuse car il existe un grand nombre d'architectures possibles pour l'application FTS. L'ensemble des configurations analysées dans le cadre de ce projet (> 35) est présenté sur la figure 5.7. Chaque colonne représente une longueur d'onde (11,5 - 12,5 - 13,7 - 14,7 μm). À l'intérieur des cases, on trouve la description du type de puits. Chaque série de quatre puits reliés par un trait constitue une architecture envisagée. Pour des raisons visuelles, nous avons séparé l'ensemble des possibilités en deux groupes. La configuration discutée précédemment, mais non retenue est indiquée avec une flèche rouge.

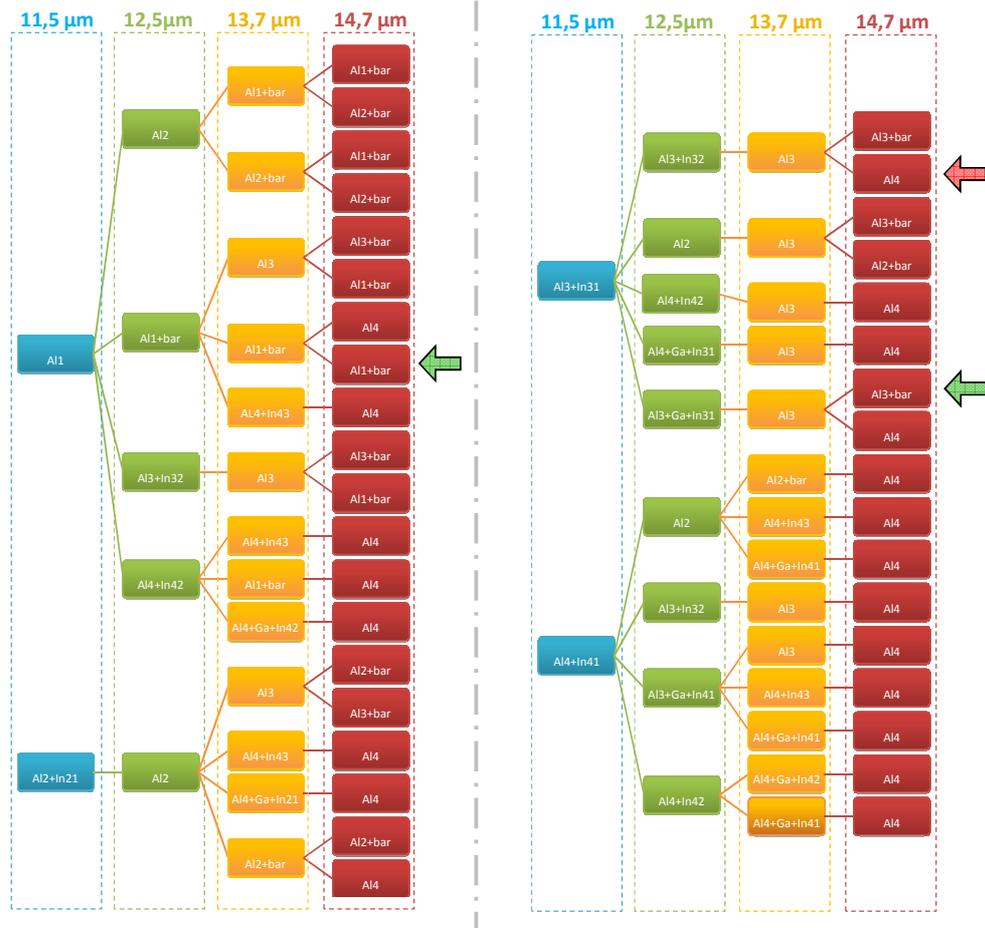


Figure 5.7 : Organigramme des différentes architectures pour le FTS, chaque colonne représente une longueur d'onde, de gauche à droite : 11,5 - 12,5 - 13,7 - 14,7 μm

Parmi toutes les architectures envisagées, nous devons retenir deux architectures pour le FTS et une architecture pour le DS. C'est pourquoi nous avons établi des critères de sélection. Dans l'ordre du plus gênant au plus accommodant nous avons retenu :

1. la discontinuité de potentiel dans les barrières,
2. le nombre de calibrages,
3. l'utilisation de couches contraintes,
4. l'uniformité et la reproductibilité des couches. On estime qu'un puits qui possède de très fines couches (2-3 MCs) est plus sensible aux fluctuations lors de la croissance et d'une croissance à l'autre.

La figure 5.8 et la figure 5.9 présente les deux architectures retenues pour l'application FTS (référence FTS-A et FTS-E). Nous présentons en plus sur ces figures la position des niveaux fondamentaux ainsi que la composition en indium et aluminium. Ces deux solutions sont marquées avec une flèche verte sur la figure 5.7. Nous avons essayé de maximiser les différences entre les deux architectures, tout en respectant nos critères de sélection.

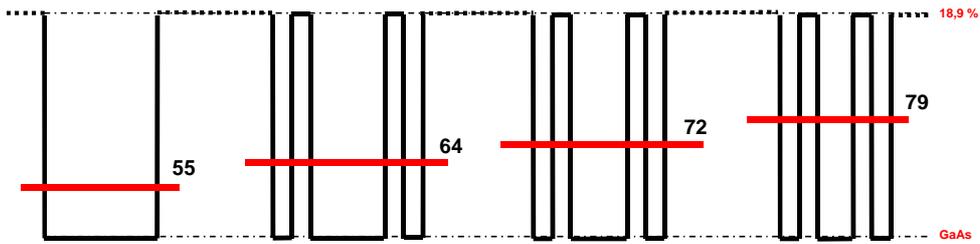


Figure 5.8 Architecture retenue pour le FTS (référence FTS-A) ; en rouge la position des niveaux fondamentaux par rapport au GaAs

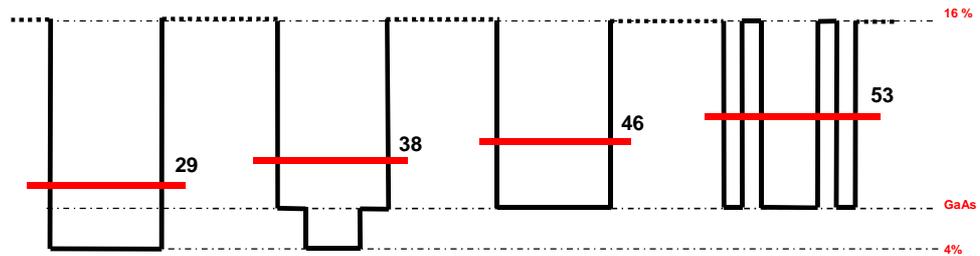


Figure 5.9 Architecture retenue pour le FTS (référence FTS-E) ; en rouge la position des niveaux fondamentaux par rapport au GaAs

Pour finir, nous présentons sur la figure 5.10 l'architecture retenue pour l'application DS. Étant donné que les deux étages sont isolés électriquement par le contact intermédiaire, nous pouvons utiliser deux compositions d'aluminium pour les barrières.

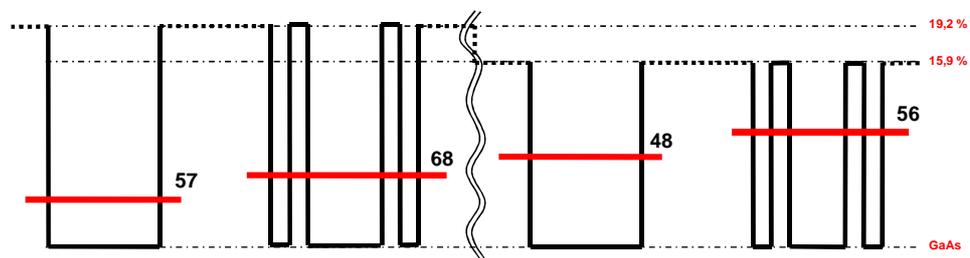


Figure 5.10 : Architecture retenue pour le DS, à gauche l'étage supérieur et à droite l'étage inférieur ; en rouge la position des niveaux fondamentaux par rapport au GaAs

DOPAGES ET ORGANISATIONS

Les températures de fonctionnement visées dans le cadre de ce projet (40-60 K) impliquent un régime de fonctionnement où les courants optique et thermique sont du même ordre de grandeur. C'est pourquoi, une fois l'architecture fixée, on doit choisir le dopage et le nombre de puits par longueur d'onde en tenant compte des phénomènes de transport étudiés lors du chapitre précédent. Pour cela, nous suivons les règles de design présentées dans la section 4.2.1.3. La démarche de conception étant identique pour les deux designs du FTS, désormais nous présenterons uniquement les résultats du FTS-A.

En premier lieu, on fixe le dopage du puits 4 ($\lambda_{pic} = 14,7 \mu m$) à $2 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ ainsi que le nombre de puits à 60. Puis, à partir des différences d'énergie entre les niveaux fondamentaux (ΔE_0), on évalue le niveau de dopage pour chacun des autres types de puits. Pour finir, nous en déduisons

la quantité respective de chacun des types de puits (*Ratio puits*). Les résultats pour le FTS-A sont présentés dans le tableau 5.2.

Ref. Puits	Lambda (μm)	E_0 (meV)	ΔE_0 (meV)	Dopage ($1.10^{11} \text{ cm}^{-2}$)	Ratio puits	<i>Apériodique</i>		<i>Périodique</i>	
						Nb. Puits		Nb. Puits par période	
1	11,5	55	24,0	8,7	1,0	7		2	
2	12,5	64	15,0	6,2	1,4	9		3	
3	13,7	72	7,0	3,9	2,2	15		5	
4	14,7	79	0,0	2,0	4,3	29		10	
						Nb. puits par période	60	Nb. puits par période	20
						Nb. périodes	1	Nb. périodes	3
						Nb. puits	60	Nb. puits	60

Tableau 5.2 : Choix des dopages et des nombres de puits par longueur d'onde pour le FTS-A.

L'avant dernière colonne présente le nombre de puits par longueur d'onde qu'il faut utiliser pour être au plus près des ratios imposés par les différents dopages. Cette solution n'est pas périodique et si l'on veut utiliser un motif périodique, il faut arrondir certaines quantités de puits. Or, un arrondi trop important empêche de respecter la condition sur le produit *nombre de puits x dopages*. Pour cette raison, nous ne pouvons pas "trop" périodiser la structure. La couche que nous avons retenue (dernière colonne du tableau 5.2) présente vingt puits par période.

Une fois la période déterminée, il faut organiser les différents puits les uns par rapport aux autres. C'est-à-dire, qu'il faut déterminer l'ordre dans lequel les types de puits vont s'enchaîner. Nous estimons qu'une organisation optimale doit présenter les deux critères suivants :

- La différence d'énergie des niveaux fondamentaux entre plus proches voisins doit être réduite au minimum dans le but de limiter les transferts de charges. Cette précaution permet d'avoir un continuum dont le potentiel est lisse afin de ne pas perturber le transport.
- On doit minimiser la "ghettoïsation" par type de puits afin d'une part d'uniformiser le recouvrement du mode optique avec chacune des longueurs d'onde et d'autre part de limiter les zones de champs.

Pour chaque organisation nous attribuons une note en fonction de ces deux critères. La configuration ayant la meilleure note sera retenue pour être testée avec le modèle photoémisif. Cependant, le nombre de solutions envisageables avec vingt puits par période est très grand. Nous avons la possibilité d'avoir 10 combinaisons de puits à 14,7 μm parmi 20 emplacements, puis 5 combinaisons de puits à 13,7 μm parmi 10 emplacements, suivit de 3 combinaisons de puits à 12,5 μm parmi 5 emplacements, enfin 2 combinaisons de puits à 11,5 μm parmi 2 emplacements, ce qui nous donne 465 585 120 organisations possibles.

L'espace des possibilités à explorer est trop important pour nous permettre de tester chaque organisation par rapport à nos critères. C'est pourquoi nous avons fait le calcul d'optimisation sur des périodes plus petites (8 à 12 puits par périodes). De plus, nous ajoutons une condition supplémentaire : les puits extérieurs (*i.e.* le premier et le dernier) doivent être du type 4 afin de limiter l'impact des effets de bords sur la réponse spectrale.

En fonction du nombre d'emplacements et du nombre respectif de chacun des puits, l'organisation optimale varie. En outre, il existe plusieurs optimums qui présentent des notes similaires. Néanmoins, nous avons remarqué que la solution "simple" qui consiste à mettre au centre de la période les puits de faibles longueurs d'onde puis de remplir progressivement et de manière symétrique les emplacements de part et d'autre avec les puits de plus grande longueur d'onde s'avère être un optimum récurrent. C'est pourquoi, à défaut de pouvoir calculer l'organisation optimale pour une période de 20 puits, nous avons utilisé cette configuration symétrique. Le résultat est présenté dans le tableau 5.3.

Ref. Puits	4	4	4	4	4	3	3	3	2	1	1	2	2	3	3	4	4	4	4	4
------------	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---

Tableau 5.3 : Organisation d'une période de la couche active du FTS

OPTIMISATIONS ET VERIFICATIONS

La dernière étape consiste à utiliser le modèle photoémissif pour vérifier et optimiser le comportement en température de la couche active. Pour ce faire, nous utilisons un algorithme d'optimisation qui va utiliser le dopage de chaque type de puits comme variable pour répondre aux critères suivants :

- Le gabarit spectral entre 11 et 15 μm ne doit pas évoluer entre les régimes de fonctionnement optique ($T = 30\text{ K}$) et thermique ($T = 60\text{ K}$). *Numériquement on minimise l'écart relatif entre les deux réponses spectrales entre 11 et 15 μm .*
- Le gabarit spectral compris dans les trois quarts centraux de la FWHM (*i.e.* 11,5 - 14,5 μm) doit être plat. *Numériquement on minimise l'écart de la réponse spectrale à sa valeur moyenne entre 11,5 et 14,5 μm .*
- le nombre total de dopants doit être à 20 % prés identiques à la couche initiale ($75,5 \cdot 10^{11}\text{ at.cm}^{-2} \cdot \text{periode}^{-1}$ pour le FTS).

Les critères d'optimisation ont légèrement évolué par rapport à la section 4.2.1.3. En outre, l'algorithme ne peut pas changer le dopage d'un puits seul, mais uniquement celui d'un type de puits. Nous considérons qu'une optimisation à quatre paramètres est suffisamment compliquée à faire converger pour ne pas ajouter de degrés de liberté supplémentaires. Les dopages présentés dans le tableau 5.2 servent de valeur initiale pour le processus d'optimisation. Le résultat est présenté dans le tableau 5.4.

Ref. Puits	4	4	4	4	4	3	3	3	2	1	1	2	2	3	3	4	4	4	4	4
Dopage ($1 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$)	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	3,1	3,1	3,1	6,2	9	9	6,2	6,2	3,1	3,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1

Tableau 5.4 : Organisation et dopage d'une période de la couche active du FTS après optimisation

Pour finir cette section, nous présentons dans les paragraphes qui suivent les résultats de la simulation pour la couche active FTS-A. La figure 5.11 présente le diagramme de bande en régime optique et thermique. Étant donné que l'énergie d'activation de chaque puits est par conception identique, il n'y a pas de transfert de charge à 60 K, ce qui permet d'obtenir un potentiel uniforme dans le continuum. En revanche, nous observons une légère redistribution des champs électriques en régime optique afin de satisfaire à la règle de conservation du courant. Néanmoins, la dépendance linéaire de l'absorption avec la densité de porteurs est rapidement compensée par la dépendance exponentielle de la probabilité d'émission avec le champ électrique.

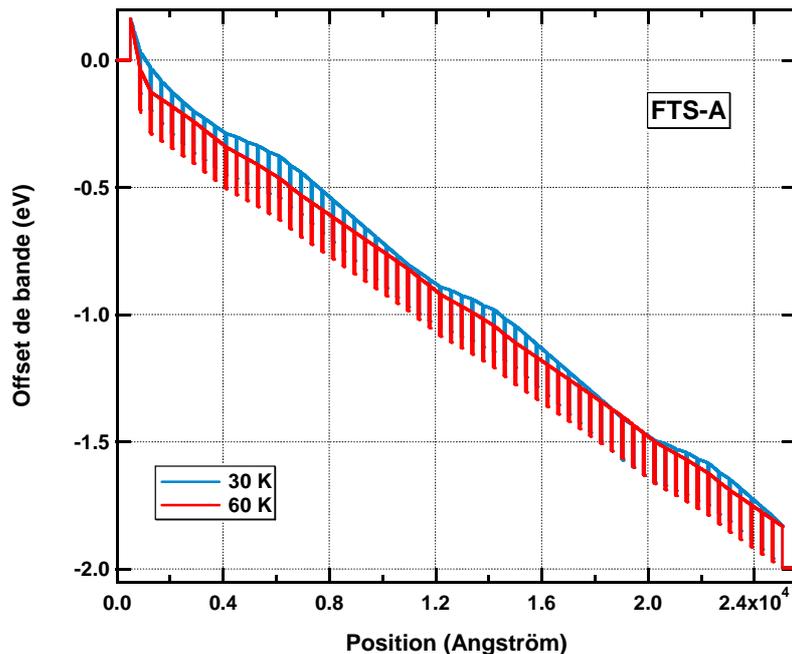


Figure 5.11 : Diagramme de bande du FTS-A à 30 K et 60 K ($V_B = -2V$)

La figure 5.12 et la figure 5.13 présentent respectivement la densité de porteurs et la probabilité d'émission à 30 K et 60 K en fonction de l'indice du puits. Comme attendu, il n'y a pas d'évolution majeure entre les deux régimes de fonctionnement. Seule la probabilité d'émission des puits à 11,5 μm diminue légèrement à 30 K par rapport à 60 K.

Nous présentons sur la figure 5.14 le gabarit spectral calculé par le modèle photoémissif à 30 K et 60 K. Nous observons une quasi-indépendance du gabarit avec le régime de fonctionnement. La réponse spectrale présente une largeur spectrale à mi-hauteur de 4,3 μm .

Nous avons effectué les mêmes démarches de conception pour les deux étages du DS. Les gabarits de ces couches sont présentés en pointillé sur la figure 5.14. À partir de ces résultats de simulation encourageants, nous avons réalisé trois échantillons (1 FTS et 2 DS) dont nous discuterons des caractéristiques électro-optiques à la section 5.1.2.

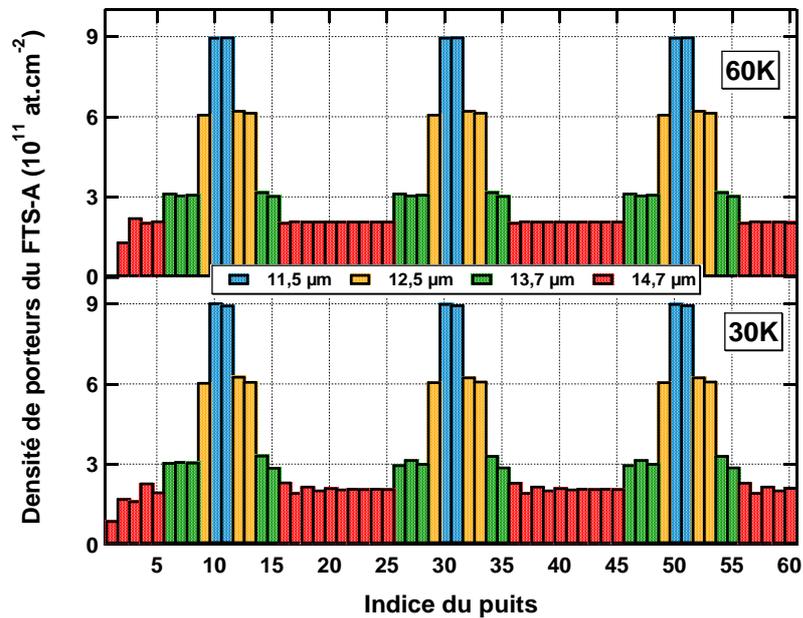


Figure 5.12 : Densités de porteurs calculées par le modèle photoémissif à 30 K (haut) et 60 K (bas) pour le FTS-A ($V_B = -2$ V) ; les couleurs bleu, orange, vert et rouge symbolisent les quatre types de puits

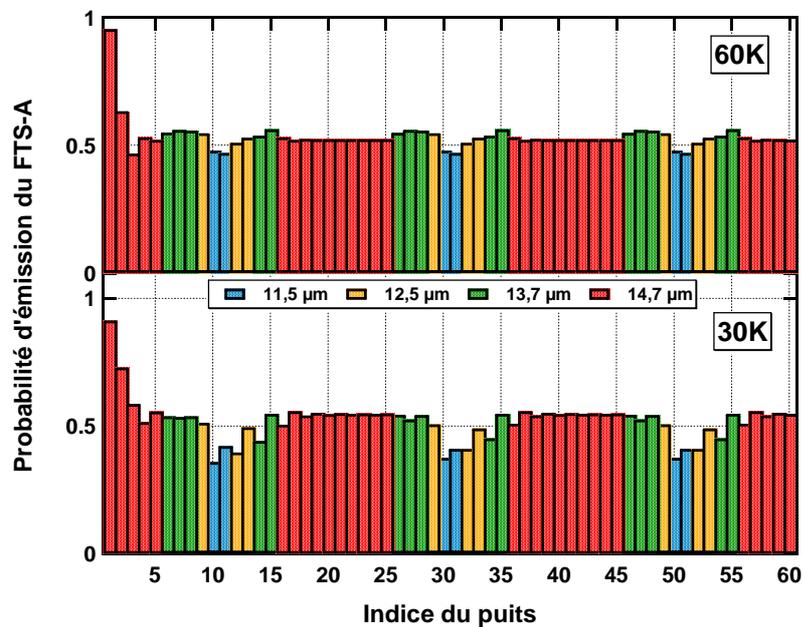


Figure 5.13 : Probabilités d'émission à l'énergie du niveau excité calculées par le modèle photoémissif à 30 K (haut) et 60 K (bas) pour le FTS-A ($V_B = -2$ V) ; les couleurs bleu, orange, vert et rouge symbolisent les quatre types de puits

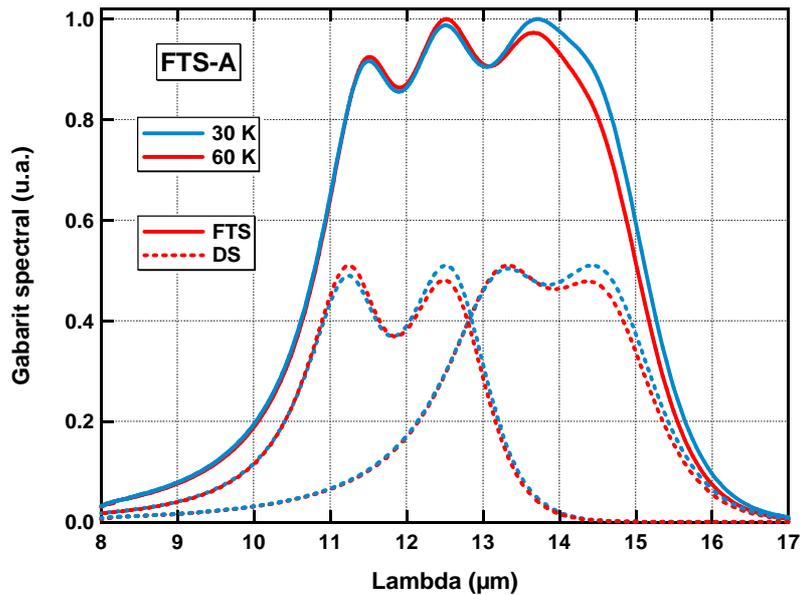


Figure 5.14 : Gabarit spectral du FTS-A et du DS à 30 K et 60 K ($V_B = -2$ V)

Au cours de cette section, nous avons proposé une démarche de conception des couches actives large bande en utilisant des structures interdigitées. Nous avons particulièrement pris soin des contraintes liées à la réalisation technologique (épitaxie et process), ainsi que des effets de transport électronique dans ces structures. Les résultats de simulation obtenus sont très encourageants.

Néanmoins, il faut garder à l'esprit que nous essayons d'équilibrer à l'aide du dopage des processus qui ont une dépendance exponentielle avec la densité de porteurs. Ainsi, les moindres écarts (dûs à la conception ou à la réalisation) à la situation d'équilibre risquent d'entraîner des transferts de charges et donc les changements spectraux associés. Cependant, le QWIP étant un photoconducteur, nous avons la possibilité d'influencer la distribution de champ électrique par l'intermédiaire de la tension appliquée aux bornes, ce qui permet de compenser certaines configurations défavorables.

5.1.1.3 COUCHE ACTIVE A PUIXS COUPLÉS

En parallèle des couches interdigitées, nous avons étudié la possibilité d'utiliser des puits couplés. Contrairement aux approches proposées par la littérature^[178,179], nous ne cherchons pas à utiliser des transitions entre deux minibandes. Notre idée est de fortement coupler les puits sous champ électrique de manière à ce que les électrons sur les niveaux fondamentaux soient délocalisés sur les différents types de puits. Nous espérons ainsi réduire les effets de transfert de charge en fonction de la température. Les états de départ étant alignés, il faut nécessairement que les états excités soient décalés énergétiquement afin d'avoir une absorption large bande.

Pour ce faire, S. Bandara *et al.*^[180] ont utilisé une structure où la largeur des puits varie afin de changer la position des états électroniques. Cependant, dans ce design les états excités ne sont pas confinés de la même façon, ce qui revient à dire que leurs probabilités d'émission sont fortement différentes. Ainsi, S. Bandara *et al.*^[180] observent expérimentalement une importante dépendance de la réponse spectrale en fonction de la tension appliquée. Aux basses tensions

c'est l'état excité le moins confiné qui participe majoritairement à la réponse spectrale, puis progressivement en augmentant la tension, les états liés vont contribuer à la réponse.

Afin de réduire la dépendance spectrale, nous allons utiliser des états excités en résonance avec la barrière pour chacun des types de puits. Pour cela, nous avons exploité les puits développés pour le FTS-A (cf. figure 5.8). La distance inter-puits est fixée de sorte que les états fondamentaux soient alignés aux alentours de 1 V pour une couche de 20 périodes séparée par 36 nm de barrière. Les atomes de silicium ($2,5 \cdot 10^{11}$ at.cm⁻² par puits) sont localisés dans la zone centrale en GaAs de chaque puits. La référence de ce design est FTS-X, son diagramme de bande est présenté sur la figure 5.15 et l'absorption associée est présentée figure 5.16.

Le gabarit spectral d'absorption du FTS-X est large bande car nous avons utilisé différents types de puits, mais aussi parce que l'hybridation des niveaux fondamentaux permet un élargissement spectral supplémentaire.

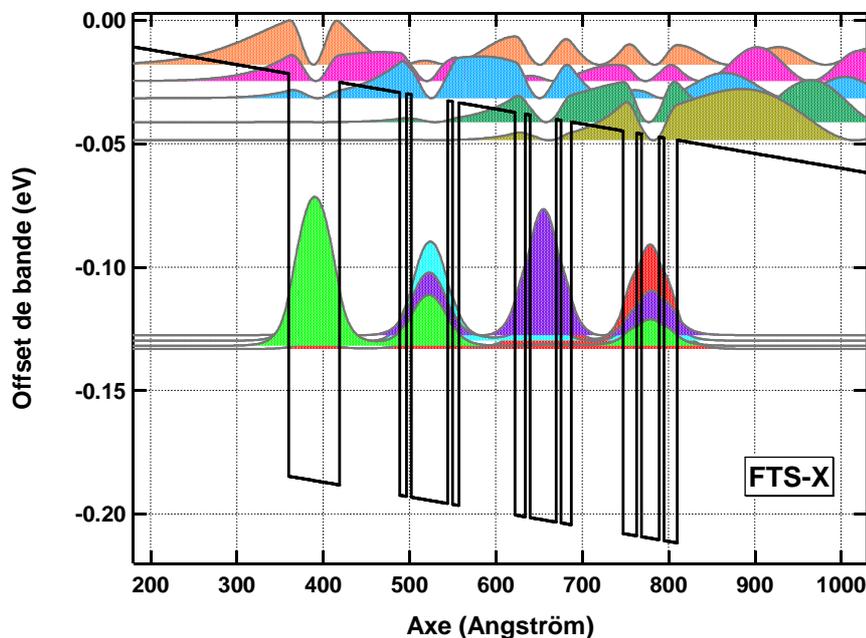


Figure 5.15 : Diagramme de bande et fonction d'onde au carré pour le design FTS-X
(F = - 6 kV/cm)

Cependant, les résultats que nous venons de présenter ne sont pas complets. Tout d'abord, le gabarit spectral présenté figure 5.16 correspond à une absorption et non pas à la réponse spectrale. Or, au vu de la disposition des états électroniques, il est fort probable que la probabilité d'émission des transitions à grandes et à faibles énergies soit différente. De plus, pour le calcul des niveaux d'énergie nous n'avons pas pris en compte les effets de redistribution de la charge électrique, ce qui revient à considérer uniquement un champ électrique uniforme.

Nous avons dû nous contenter de ces résultats, car au moment de la conception de cette couche nous ne disposions pas encore d'un programme de calcul Schrodinger-Poisson et encore moins d'un outil de simulation du transport permettant de simuler la réponse spectrale de ce type de

structure*. Néanmoins, nous nous attendons à ce qu'un calcul complet rende compte d'un alignement des niveaux fondamentaux de chacun des puits. En outre, le fort couplage entre les puits devrait permettre de maintenir cet alignement dans une large gamme de tension.

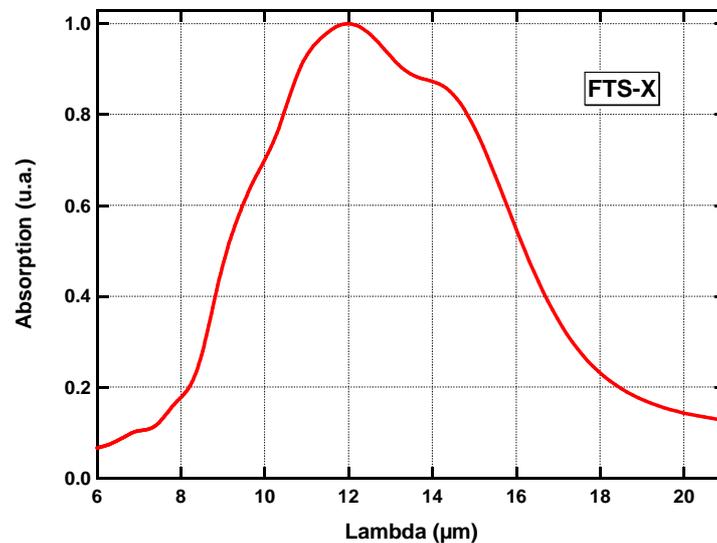


Figure 5.16 : Absorption de la couche FTS-X ($F = -6 \text{ kV/cm}$) calculée par METIS

L'utilisation d'une couche active avec des puits couplés est une solution qui a démontré son efficacité pour rendre la réponse spectrale des QWIPs large bande^[176,180]. C'est pourquoi, malgré les incertitudes liées à notre design, nous avons retenu cette solution pour l'application FTS et nous avons réalisé un échantillon dont nous allons discuter des caractéristiques électro-optiques dans la prochaine section.

5.1.2 CARACTERISATION ELECTRO-OPTIQUE DE COUCHES ACTIVES LARGE BANDE

À partir des designs que nous venons de présenter, nous avons réalisé plusieurs échantillons. L'échantillon T627 correspond à la couche FTS-A ; le T610 et le T611 représentent chacun un étage de la couche DS ; finalement, le T628 correspond au FTS-X. La composition de ces échantillons a légèrement évolué par rapport aux designs présentés précédemment afin de s'adapter aux paramètres matériau et aux contraintes de l'épitaxie. La description complète de ces couches se trouve en annexe A.

Dans un premier temps, nous allons présenter les résultats expérimentaux concernant les structures interdigitées. Puis, nous exposerons les mesures faites sur l'échantillon à puits couplés et nous discuterons de la distribution de champs à l'intérieur de cette structure.

* Nous n'avons eu accès à ce type d'outils de simulation qu'au moment de l'exploitation des résultats expérimentaux, c'est pourquoi nous présenterons les résultats issus de la modélisation dans la section 5.1.2.2.

5.1.2.1 STRUCTURES A PUIXS INTERDIGITES

Nous commençons par présenter sur la figure 5.17 les gabarits spectraux des couches T610 et T611 en fonction de la température. Pour chacun des étages du DS nous avons mesuré la réponse spectrale à plus basse et plus haute température que la température BLIP (T_{BLIP} quand $J_{\text{obscurité}} \approx J_{\text{optique}}$).

Nous observons une quasi-indépendance du gabarit spectral avec la température de fonctionnement. Bien que chacun des échantillons soit constitué de deux types de puits, la contribution du puits à plus faible énergie ne disparaît pas au profit de l'autre type de puits. De plus, nous présentons sur la figure 5.17 le tracé des gabarits spectraux simulés avec le programme photoémissif lors du design de ces couches. Nous obtenons un bon accord entre le gabarit visé et le gabarit obtenu.

La figure 5.18 présente la réponse spectrale normalisée du T627 en fonction de la température. Nous avons également ajouté en grisé le gabarit spectral issu du choix des longueurs d'onde (cf. figure 5.4), ainsi qu'en pointillé noir le gabarit calculé lors de la conception de la couche active (cf. figure 5.14).

Nous obtenons un excellent accord entre les gabarits expérimentaux, le gabarit simulé lors de la conception et le gabarit visé en début d'étude. De plus, nous parvenons à garder le gabarit de la réponse inchangé avec les différentes températures de fonctionnement. Nous mesurons à 50 K une largeur à mi-hauteur comprise entre 10,5 et 15,3 μm , ce qui représente 300 cm^{-1} , soit trois fois plus large qu'un QWIP standard.

Ces bons résultats ont pu être obtenus grâce au paramètre ajustable qu'est la tension de polarisation. En effet, la structure épitaxiée est légèrement différente de la structure voulue, en particulier le dopage du puits à 11,5 μm est de $8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ au lieu des $9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. De plus, la macro période comporte 11 puits à 14,7 μm au lieu des 10 puits du design initial. Le premier écart est dû à la grande dynamique de dopage entre les différents types de puits. En effet, pour doper à la fois le puits le plus et le moins dopé, il faut effectuer un changement de température de la cellule de silicium ou un dopage delta. Or, pour cette première phase d'étude, il a été décidé de ne pas procéder ainsi, mais de plutôt baisser le dopage du puits à 11,5 μm . Quant à l'écart sur le nombre de puits, il provient d'une erreur de transcription entre la couche simulée et la couche demandée aux épitaxieurs. Bien que mineures, ces différences s'ajoutent aux approximations de la simulation et induisent une évolution du gabarit spectral avec la tension. Cette dernière est présentée sur la figure 5.19 pour deux températures de fonctionnement.

En régime optique, nous obtenons un gabarit stable en tension tant que les différences d'émission des puits sont compensées par une capture plus forte dans les puits haute énergie. A très forte tension, la saturation de la probabilité de capture (cf. figure 4.5) entraîne une évolution de la réponse spectrale.

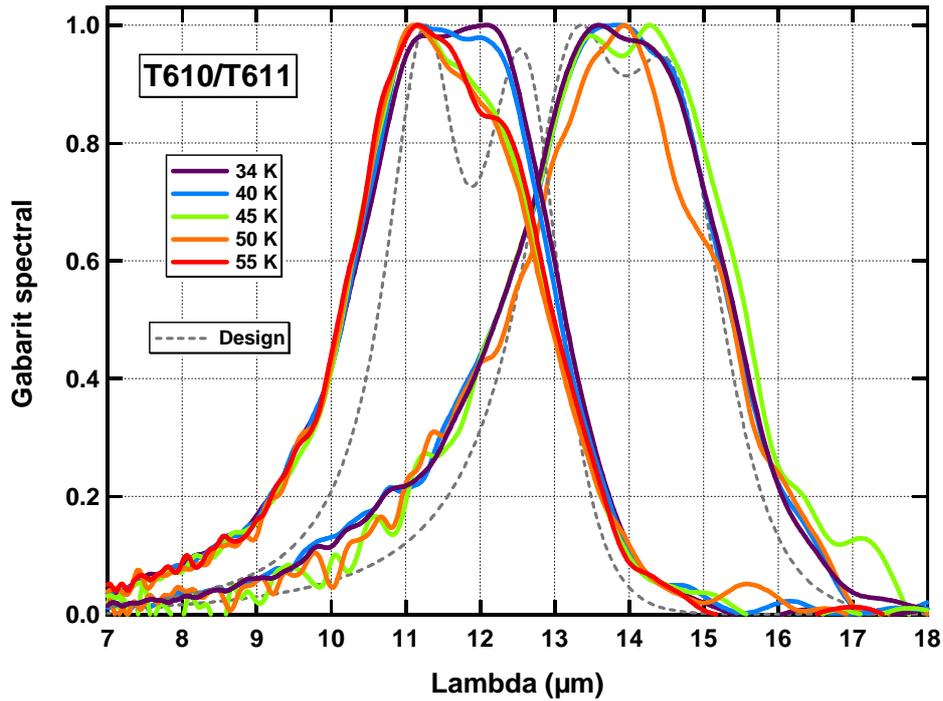


Figure 5.17 : Gabarits spectraux du T610 ($T_{BLIP} = 45$ K) et du T611 ($T_{BLIP} = 40$ K) en fonction de la température ($V_B = -1,5$ V), ainsi que le gabarit issu du processus de design (cf. figure 5.14)

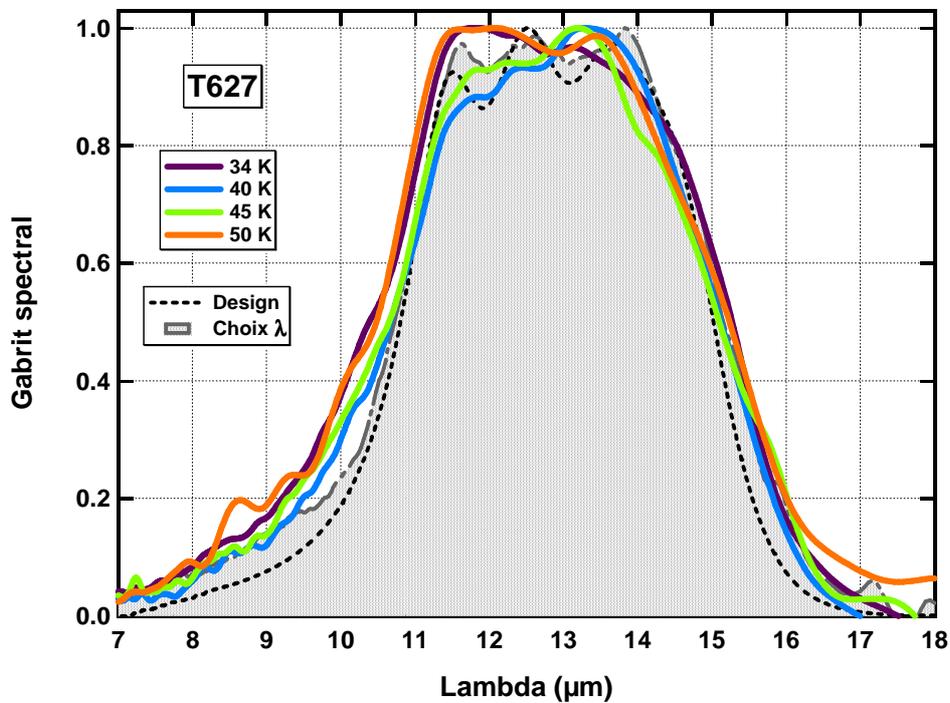


Figure 5.18 : Gabarit spectral du T627 ($V_B = -2$ V) en fonction de la température ($T_{BLIP} = 40$ K), ainsi que les gabarits issus du processus de conception (cf. figure 5.4 et figure 5.14)

En régime thermique, nous observons à faible tension une diminution du flanc haute longueur d'onde. Cette baisse de réponse est due à un transfert de charge afin de compenser le manque de porteurs du puits à 11,5 μm et de permettre l'équilibre des courants. A forte tension, nous observons une plus forte réponse du côté des faibles énergies. Ce comportement s'explique par la baisse de la contribution des puits à 11,5 μm induite par le plus faible dopage et par l'excès de réponse des puits à 14,7 μm dû au surnombre de ce type de puits. Néanmoins, en utilisant la tension de polarisation nous obtenons un gabarit optimum entre 1,5 et 3 V.

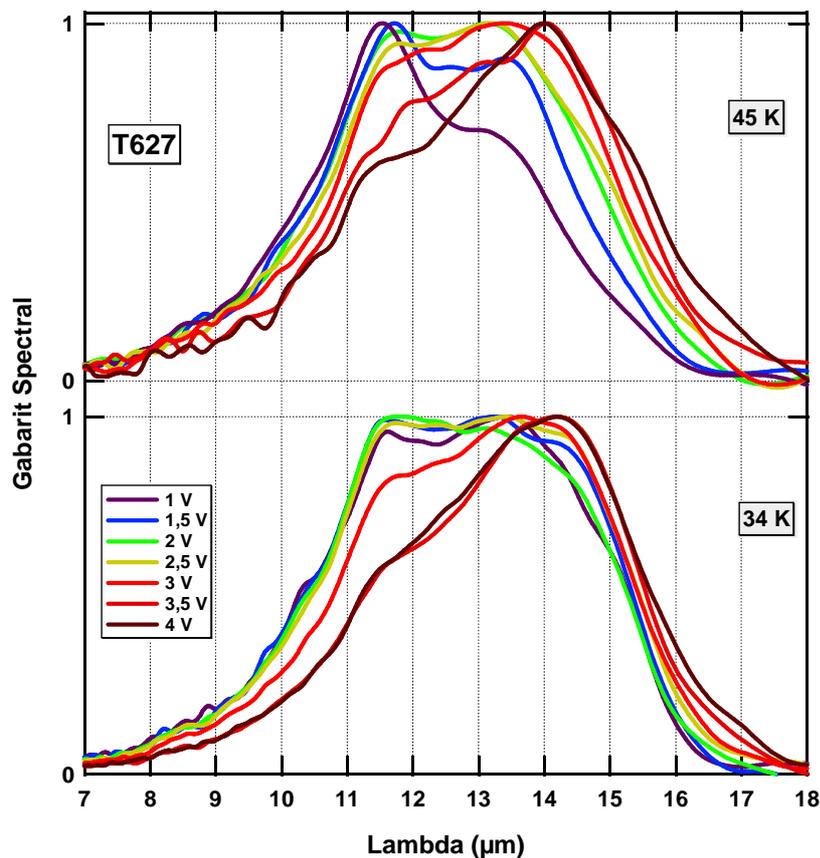


Figure 5.19 : Gabarit spectral du T627 en régime optique ($T = 34 \text{ K}$) et thermique ($T = 45 \text{ K}$) en fonction de la tension

Nous allons nous intéresser dans les paragraphes suivants au courant d'obscurité du T627. Pour cela, nous présentons sur la figure 5.20 une comparaison entre les densités de courant mesurées sur les échantillons T511 et T627. Le T511 est un QWIP bande étroite, uniforme, dopé $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et dont le front de coupure est à 14,7 μm . Nous avons voulu vérifier que notre approche de conception n'entraîne pas une augmentation importante du courant, car le T627 présente un dopage moyen par puits de $3,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, ce qui est nettement supérieur à l'échantillon de référence.

À basse température, le niveau de courant tunnel du T627 est inférieur au T511, car la non-uniformité de la structure empêche le courant tunnel séquentiel résonant. Puis, en régime thermique, le QWIP large bande présente un courant d'obscurité qui est supérieur au T511. À haute température cet écart est faible, en revanche il augmente aux alentours de 40 K. Ce comportement est attribué à une différence d'énergie d'activation plutôt qu'à la différence de dopage.

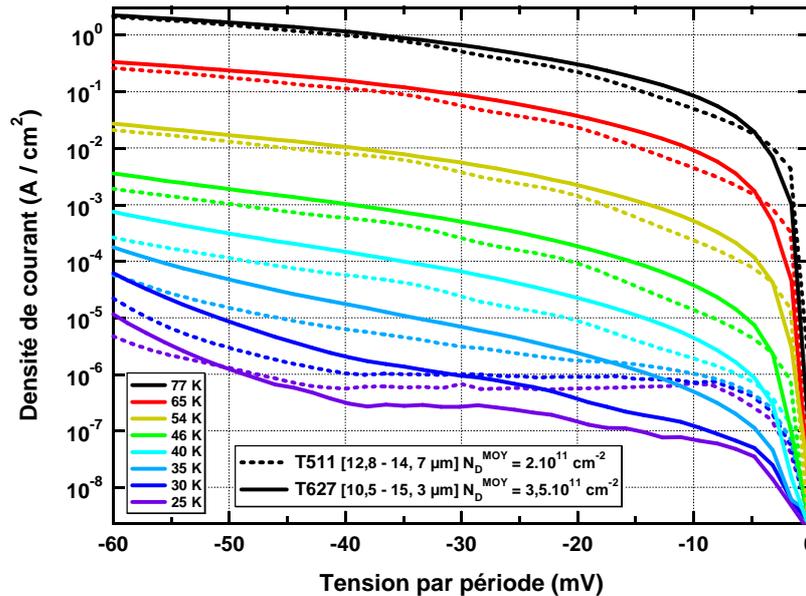


Figure 5.20 : Densité de courant d'obscurité du T627 et du T511 en fonction de la température et de la tension

Nous avons évalué cette énergie sur les deux échantillons en réalisant une régression des faisceaux de courbes $J(V,T)$ par l'équation (1.12) avec un exposant de $3/2$. Le résultat est présenté sur la figure 5.21. Nous estimons que l'énergie d'activation à zéro volt est de 77 meV pour le T511 et de 74 meV pour le T627. Cet écart de 3 meV est justifié par le décalage du front de coupure de 14,7 à 15,3 μm . En conséquence, le plus grand nombre de dopants incorporé dans la structure large bande ne semble pas influencer de manière significative le courant d'obscurité.

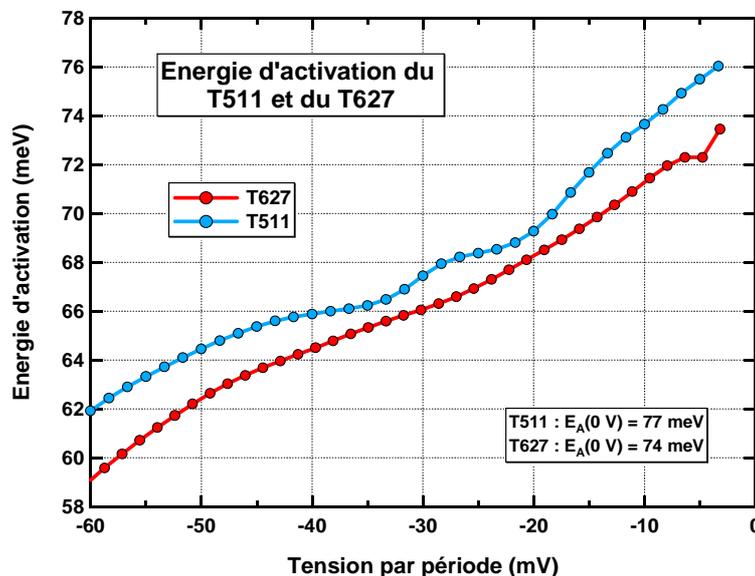


Figure 5.21 : Énergie d'activation calculée entre 48 et 77 K sur le T511 et le T627 (modèle $T^{3/2}$).

Pour finir nous présentons sur la figure 5.22 le gain de bruit mesuré sur le T627 et sur le T511. Nous obtenons un gain analogue sur les deux échantillons. Les deux structures ayant un nombre de puits quasiment identique, cela semble indiquer une faible dépendance de la probabilité de capture avec le type de puits. Cette tendance a aussi été observée sur les mesures

de gain des T610 et T611 (non présentées). Ainsi, ces observations expérimentales permettent de valider notre démarche de conception où nous utilisons une seule et même probabilité de capture pour toute la structure.

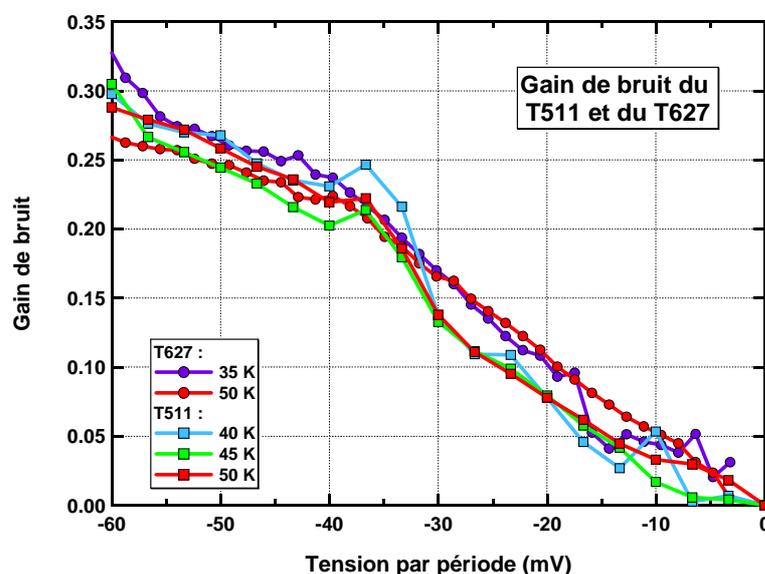


Figure 5.22 : Gain de bruit mesuré sur le T627 et le T511

Les résultats expérimentaux que nous venons de présenter sont très encourageants, car ils illustrent d'une part les possibilités de détection large bande offertes par les QWIPs, mais aussi ils démontrent notre maîtrise des propriétés de ces détecteurs. Notre démarche de conception a permis d'aboutir à des échantillons large bande ($\text{FWHM} = 300 \text{ cm}^{-1}$) et dont les caractéristiques (courant d'obscurité, gain) ne sont pas dégradées par rapport à une structure uniforme. Ces structures que nous avons développées vont maintenant être exploitées dans le cadre du programme ESA pour réaliser un démonstrateur technologique. Le lecteur intéressé par l'aspect technologique de ce programme d'étude pourra se reporter à la référence^[174].

5.1.2.2 STRUCTURE A PUIXS COUPLES

Nous allons maintenant nous tourner vers la couche FTS-X, qui est une structure avec quatre puits couplés. L'échantillon que nous avons réalisé à partir de ce design porte la référence T628. Nous présenterons tout d'abord les données expérimentales seules, puis nous discuterons de leurs interprétations dans un deuxième temps.

PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

La figure 5.23 présente le gabarit spectral mesuré à différentes températures. Le T628 possède une largeur à mi-hauteur comprise entre 10,5 et 15,5 μm , soit un $\Delta\lambda/\lambda$ de plus de 38 %, ce qui est plus de trois fois supérieurs à la largeur d'un QWIP standard. Le gabarit spectral semble indépendant de la température de fonctionnement. Nous avons tracé en plus sur la figure 5.23 le gabarit spectral du T627. Les deux échantillons ayant les mêmes types de puits, la très bonne concordance entre les deux gabarits semble indiquer l'absence d'élargissement du spectre de réponse dû aux effets d'hybridation entre les puits.

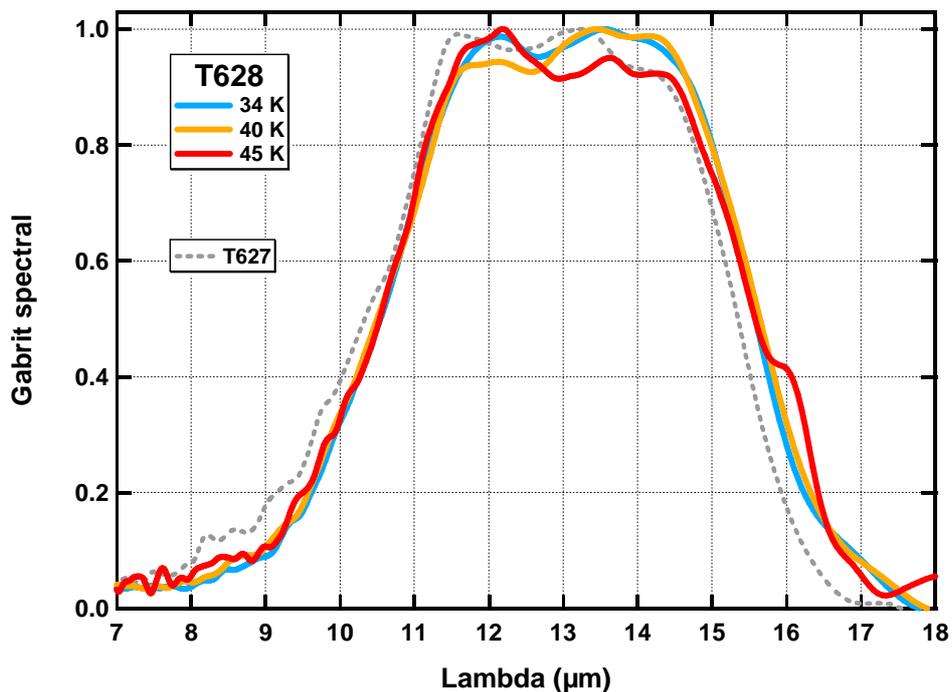


Figure 5.23 : Gabarit spectral du T628 ($V_B = 0,8 \text{ V}$; $|F_{MOY}| = 5,5 \text{ kV/cm}$) en fonction de la température ($T_{BLIP} = 40\text{K}$) ; en pointillé gris : gabarit spectral du T627 à 34K ($V_B = -1,5\text{V}$; $|F_{MOY}| = 5,5 \text{ kV/cm}$)

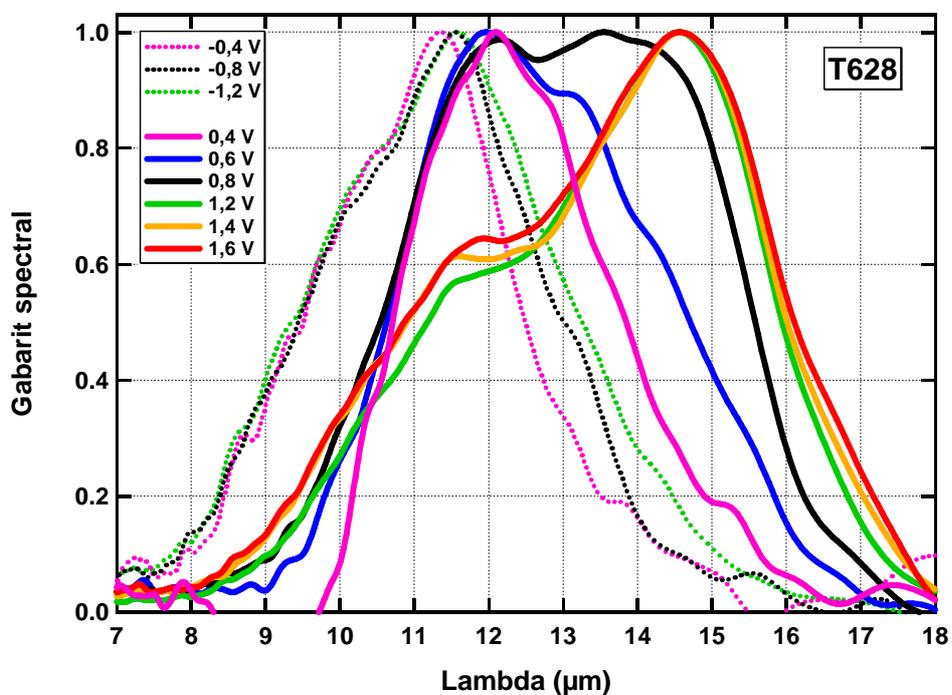


Figure 5.24 : Gabarit spectral du T628 ($T = 34 \text{ K}$) en fonction de la tension

Nous présentons sur la figure 5.24 le gabarit spectral mesuré à 34 K en fonction de la tension de polarisation. Pour cet échantillon, une tension positive correspond à la situation où la barrière aval est du côté du puits faible énergie, comme présenté sur la figure 5.15.

Le T628 présente une forte dépendance de son gabarit spectral vis-à-vis de la tension en polarisation positive. Entre +0,4 V et +0,8 V, nous observons une forte augmentation de la largeur à mi-hauteur ; le gabarit spectral passe d'une réponse piquée à 12 μm , à un gabarit plat entre 12 et 14,5 μm . Puis, de +0,8 à + 1,2 V, le gabarit devient de nouveau piqué, mais à 14,5 μm . A forte tension ($V_B > 1,2$ V), nous observons un gabarit stable avec la tension, celui-ci présente un épaulement du côté de haute énergie et une FWHM comprise entre 10,9 et 16,1 μm ($\Delta\sigma = 296$ cm^{-1}). Nous estimons que cette évolution avec la tension correspond à un accroissement progressif de la réponse à 14,5 μm plutôt qu'à un décalage du gabarit spectral. En outre, bien que cette évolution semble importante, il faut signaler que le décalage spectral du T628 est au moins trois fois plus faible que la structure présentant des puits couplés avec des niveaux excités liés^[176].

Pour des tensions négatives, nous n'avons pas observé d'évolution du spectre de réponse sur nos mesures (V_B jusqu'à -2,2 V). En outre, bien que son gabarit soit piqué aux alentours de 11,5 μm , à -1,2 V, le T628 présente une importante largeur à mi-hauteur de 9,4 à 13,3 μm , soit 314 cm^{-1} . Ces différents comportements en tension seront discutés dans la section suivante.

La figure 5.25 présente la densité de courant d'obscurité en fonction de la température et de la tension. Cet échantillon présente une très forte asymétrie, le courant en polarisation positive est jusqu'à cinquante fois plus important que le courant en polarisation négative.

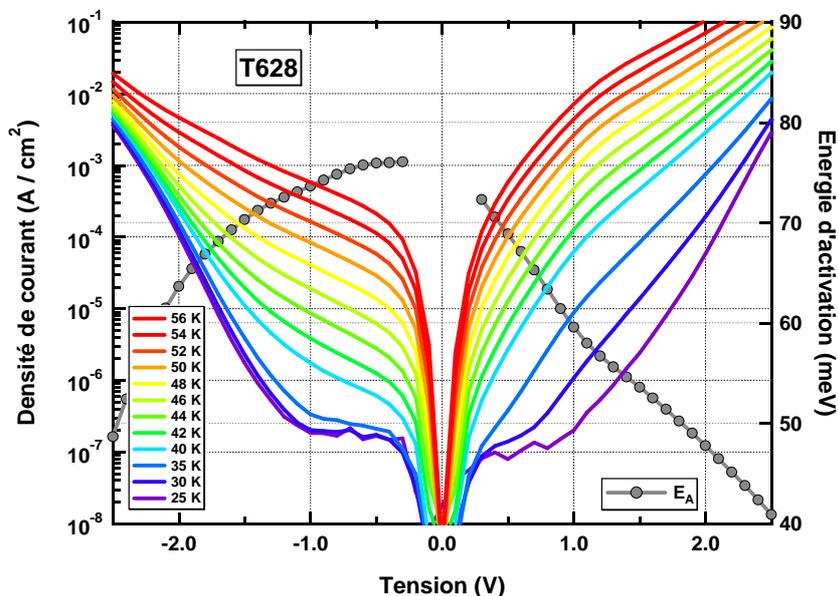


Figure 5.25 : Densité de courant d'obscurité et énergie d'activation (modèle $T^{-3/2}$) du T628

Nous avons calculé l'énergie d'activation entre 56 et 77 K. Celle-ci est présentée en gris sur la figure 5.25. Autour de zéro volt, les deux polarisations convergent vers 76 meV. Cette valeur correspond à l'énergie d'activation du puits à 14,7 μm .

INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Afin d’interpréter le comportement du gabarit spectral et du courant, nous avons utilisé un modèle diffusif^[136,155] qui a été mis en place au sein du laboratoire après la réalisation de l’échantillon T628. Au moment de l’écriture de ce manuscrit, ce modèle ne nous permet pas encore de calculer la réponse spectrale d’un détecteur, en revanche, il permet de connaître la structure de bande et la distribution électronique lors du passage d’un courant. Nous présentons sur la figure 5.26 le diagramme de bande et les états électroniques de deux périodes du T628 calculés par le module diffusif de METIS pour des tensions de 0,2 ; 0,8 et 1,4 V. La figure 5.27 présente les mêmes résultats, mais pour des tensions de -0,2 ; -0,8 et -1,4 V.

Si on s’intéresse à la polarisation positive, on remarque que quelle que soit la tension appliquée, l’alignement des quatre types de puits reste quasiment inchangé. Au contraire, le champ électrique sur la barrière évolue fortement de manière à compenser le champ électrique interne dû au transfert de charge nécessaire à l’alignement des niveaux. Le tableau 5.5 présente un récapitulatif des champs électriques appliqués dans la zone des puits et sur les barrières en fonction de la tension.

Tension (V)	Champ moyen (kV/cm)	Champ zone puits (kV/cm)	Champ zone barrière (kV/cm)
+ 0,2	- 1,3	- 4,7	+ 3,2
+ 0,8	- 5,1	- 5,4	- 4,6
+ 1,4	- 8,9	- 6,3	- 12,2
- 0,2	+ 1,3	- 4,0	+ 8,3
- 0,8	+ 5,1	- 3,1	+ 15,9
- 1,4	+ 8,9	- 2,2	+ 23,5

Tableau 5.5 : Répartition du champ électrique entre les barrières et les puits du T628 en fonction de la tension appliquée

Ainsi comme on peut le voir à la fois sur la figure 5.26 et dans le tableau 5.5, à 0,2 V, le champ sur la barrière d’extraction des porteurs du puits est de signe opposé au champ électrique moyen. En conséquence, bien que notre design possède des puits dont chacun des niveaux excités est en résonance avec le continuum, la probabilité d’émission des puits à faible énergie est fortement diminuée, car les porteurs photoexcités doivent passer par effet tunnel à travers la barrière de potentiel aval. En revanche, les puits à plus grande énergie présentent des niveaux excités à des énergies supérieures à la barrière aval. C’est pourquoi, à faible tension, le T628 présente une réponse centrée autour des faibles longueurs d’onde.

Pour une tension de 0,8 V, on observe une structure très proche du design présenté figure 5.15. Le champ est réparti de manière quasiment uniforme dans toute la structure. C’est à cette tension que nous obtenons le gabarit spectral le plus "plat". En outre, nous observons sur la figure 5.23 que le gabarit spectral du T628 à 0,8 V est très proche de celui du T627 à 1,5 V. Ces tensions représentent un champ moyen dans la zone des puits couplés de 5,4 kV/cm et pour l’échantillon avec des puits découplés, cela équivaut à un champ moyen de -5,5 kV/cm. En conséquence, nous estimons que le fort couplage entre les puits ne perturbe pas l’émission de chacun des types de puits.

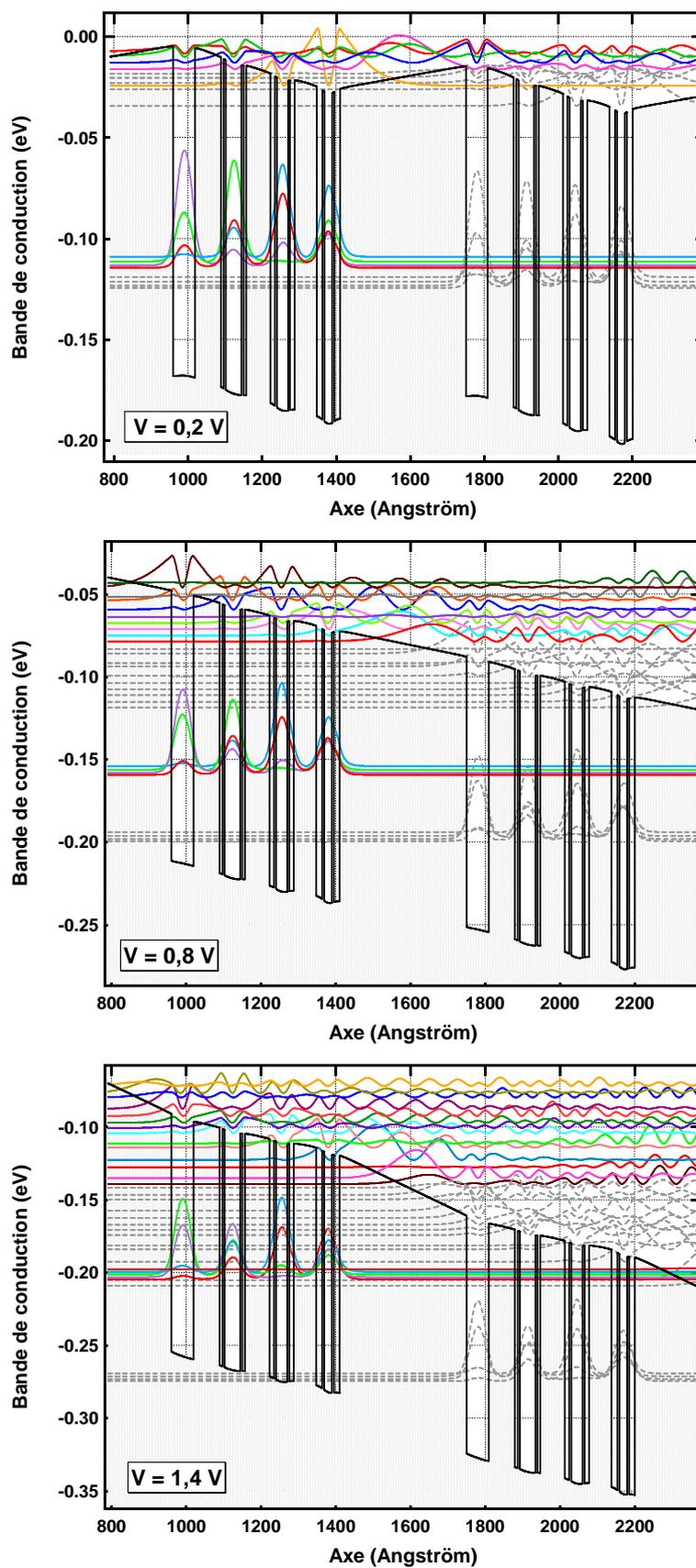


Figure 5.26 : Diagramme de bande et fonction d'onde au carrée pour le T628 à différentes tensions positives

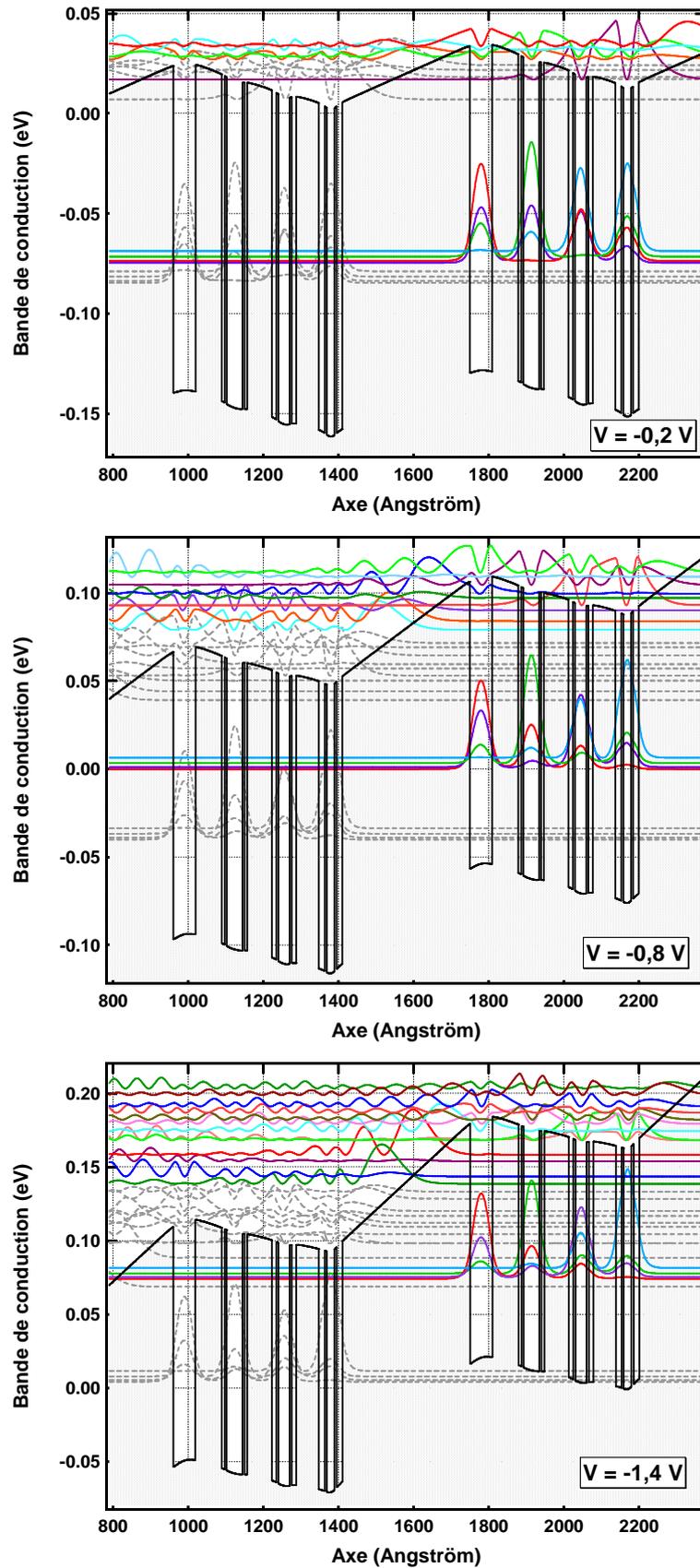


Figure 5.27 : Diagramme de bande et fonction d'onde au carré pour le T628 à différentes tensions négatives

Enfin, à 1,4 V, l'augmentation de la tension induit principalement un accroissement du champ sur la barrière aval du puits à 14,7 μm . Cela a pour effet d'accroître l'émission de ce puits, tandis que la probabilité d'émission des autres types de puits ne change pas beaucoup et donc la réponse spectrale devient plus importante aux grandes longueurs d'onde. Comme on le voit sur la figure 5.24, l'émission du puits à 14,7 μm sature rapidement à l'unité, ce qui conduit à une stabilisation du gabarit avec la tension.

Intéressons nous maintenant à la polarisation négative. Les résultats de la simulation présentés figure 5.27 montrent que même à forte tension le couplage entre les différents types de puits maintient l'alignement de ceux-ci. Le champ électrique interne étant opposé au champ électrique externe, cela a pour conséquence de produire une structure en dents de scie : champ positif sur les barrières et champ négatif sur les puits. Les niveaux excités des puits à 12,5 ; 13,7 et 14,7 μm sont alors confinés dans un puits triangulaire, ce qui limite fortement l'émission de ces longueurs d'onde. Au contraire, la barrière en aval du puits à 11,5 μm encaisse un fort champ électrique, ce qui entraîne une photoréponse centrée à cette longueur d'onde. De plus, l'importante largeur à mi-hauteur observée sur la figure 5.24, indique une contribution significative des états excités au dessus du puits triangulaire.

En ce qui concerne le courant d'obscurité (cf. figure 5.25), une énergie d'activation de 76 meV correspond à la valeur attendue pour la polarisation positive. En effet, l'hybridation des puits revient à créer du point de vue du courant d'obscurité un macro-puits. Les électrons présents dans ce macro-puits sont délocalisés sur les quatre types de puits. Ainsi, nous nous attendions à obtenir l'énergie d'activation du puits à 14,7 μm (≈ 75 meV) en polarisation positive et l'énergie d'activation du puits à 11,5 μm (99 meV) en polarisation négative.

Or, au vu de l'énergie d'activation présentée sur la figure 5.25, il semblerait que même pour une tension négative, les électrons excités thermiquement sont émis de façon privilégiée par le puits de plus faible énergie. Cependant, en polarisation positive, la barrière aval du macro-puits ne limite pas ou peu l'extraction des porteurs, alors qu'en polarisation négative, les porteurs thermoexcités doivent franchir une seconde barrière de potentiel afin de passer dans le continuum.

Nous estimons que ces résultats préliminaires sont très encourageants. Expérimentalement, l'utilisation de puits couplés permet de s'affranchir de l'évolution du gabarit spectral avec la température. De plus, notre design avec des états excités en résonance avec la barrière a permis de réduire la dépendance spectrale avec la tension de polarisation. Du côté de la simulation, en nous basant sur les premiers résultats du modèle diffusif nous avons pu interpréter l'évolution du gabarit avec la tension, ainsi que le comportement du courant d'obscurité. La suite du travail devra s'orienter notamment vers le bruit et le gain de ces structures, ainsi que bien sûr la modélisation de la réponse spectrale.

D'un point de vu plus général, cette partie nous a permis de démontrer les possibilités de détection large bande offertes par les QWIPs ($\Delta\sigma = 300 \text{ cm}^{-1}$). Nous avons dans un premier temps, développé des couches actives basées sur des puits standard. En nous appuyant sur le modèle photoémissif, nous avons conçu plusieurs détecteurs dont les caractéristiques spectrales ne changent pas avec la température de fonctionnement. Nous obtenons un très bon accord entre les résultats de nos simulations et les données expérimentales. Puis, dans un deuxième

temps, nous avons utilisé une approche basée sur des puits couplés. Le détecteur que nous avons réalisé présente un gabarit large bande entre 10,5 et 15,5 μm et les premiers résultats de simulation du modèle diffusif nous ont permis d'interpréter qualitativement l'évolution du spectre de réponse avec la tension.

Les contraintes liées aux règles technologiques (reproductibilité des couches, peu d'indium) ou aux conditions opérationnelles (limitation de la dépendance spectrale du gabarit avec la température et la tension) que nous nous sommes imposées lors de la conception de ces échantillons, nous permettent aujourd'hui de transférer rapidement ces couches d'étude vers un niveau de maturité plus avancé (démonstration sur hybride).

5.2 QWIPs EN BANDE [3 - 5 μm]

Depuis maintenant 20 ans, les photodétecteurs infrarouge à multipuits quantiques ont intensivement été étudié dans la bande spectrale [8 - 12 μm]. Dans cette gamme d'énergie, l'alliage ternaire AlGaAs sur un substrat de GaAs permet la réalisation de détecteurs matriciels avec une bonne uniformité et un bon rendement grâce à la maîtrise des techniques d'épitaxie et de process de ce matériau III-V. Bien qu'étudiés depuis aussi longtemps que les QWIPs LW, les QWIPs MW ont connu un développement industriel plus tardif. Plusieurs raisons expliquent ce décalage entre les deux gammes spectrales. On peut notamment citer le fait que le flux photonique généré par des objets à température ambiante est bien plus important en LW qu'en MW, ou tout simplement la présence d'une plus forte concurrence dans la bande [3 - 5 μm], avec historiquement le MCT, puis l'InSb et désormais les superréseaux.

Nous allons commencer cette deuxième partie de chapitre par la présentation de nos résultats concernant le développement de QWIPs sur un substrat InP. L'utilisation d'un substrat en phosphore d'indium nous permet notamment d'adresser la bande [3 - 4,2 μm]. Nous discuterons dans la deuxième partie des résultats et des performances obtenus avec les QWIPs contraints à double barrière sur GaAs qui ont fait l'objet du chapitre 2.

5.2.1 ÉTUDE DES QWIPs SUR INP

Les premiers QWIPs répondant en bande II ont été proposé par B.F. Levine et ses coauteurs^[44] en utilisant l'hétérostructure $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As} / \text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ accordée en maille sur InP (LM : Lattice Matched). L'offset de bande de 510 meV entre ces deux composés est idéalement adapté pour une détection à 4 μm . La détection à plus haute ou à plus basse longueur d'onde peut ensuite se faire en ajustant la composition d'indium dans le puits (y) et/ou dans les barrières (x) de l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As} / \text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Cependant, le changement de la composition d'indium va aussi entraîner un changement du paramètre de maille, ce qui va induire une contrainte.

Si l'on veut détecter à plus courte longueur d'onde, il faut augmenter la composition d'indium dans le puits et diminuer sa concentration dans les barrières. Ces évolutions vont alors entraîner une contrainte en extension dans les barrières et une contrainte en compression dans le puits,

ce qui permet de réaliser une couche active à contrainte compensée, du moins partiellement. Nous présentons dans le tableau 5.6 l'évolution de la différence d'énergie entre le puits et la barrière (ΔE), ainsi que l'évolution de la différence de paramètre de maille (Δa) pour les différentes compositions d'indium dans l' $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ et l' $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$.

			ΔE	Δa
Barrières	$\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$	$x > 0,52$	↘	↗
		$x < 0,52$	↗	↘
Puits	$\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$	$y > 0,53$	↗	↗
		$y < 0,53$	↘	↘

Tableau 5.6 : Evolution de l'offset de bande (ΔE) et de la contrainte (Δa) pour les couches puits et barrières de l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ sur InP par rapport a l'hétérostructure en accord de maille.

L'utilisation d'un substrat en InP est particulièrement utile afin de travailler dans la bande [3 - 4,2 μm]. En effet, cette gamme spectrale est difficile à atteindre par les QWIPs sur GaAs, car cela nécessite l'emploi de structure fortement contrainte. Toutefois, la détection à haute énergie présente plusieurs avantages, avec notamment une température de fonctionnement plus élevée, ce qui réduit les contraintes sur la machine à froid. De plus, la réduction de la longueur d'onde de détection induit nécessairement une limite de diffraction plus basse, ce qui permet de réduire l'ouverture optique et donc la taille et le poids des systèmes optiques. En outre, une détection en dessous de 3,5 μm permet la fabrication des optiques à partir de matériaux standard tels que la silice, le BK7 ou le quartz. Finalement, l'ensemble des effets liés à la réduction de la longueur d'onde va entraîner une baisse du coût de production d'une caméra infrarouge.

Cependant, l'utilisation des courtes longueurs d'onde pour de l'imagerie infrarouge thermique est pénalisée par la distribution énergétique du corps noir pour un objet à température ambiante (cf. figure 1.2). Ainsi, pour un CN à 300 K, l'émittance spectrale photonique intégrée entre 3,7 et 4 μm est quatre fois plus faible qu'entre 4,5 et 4,8 μm et ce facteur monte à plus de 120 si l'on compare avec la plage 8 - 9 μm . Toutefois, pour une observation à longue distance (> 5 km), la transmission atmosphérique qui est généralement meilleure entre 3 et 4,2 μm permet de contre-balancer la différence de flux photonique. Pour finir, on notera sur la figure 1.2 que l'observation d'objets chauds (> 200 °C) est très bien adaptée à la bande [3 - 4,2 μm] et plus généralement à la bande MW.

Nous allons tout d'abord présenter les deux échantillons que nous avons étudiés, puis discuterons d'un phénomène de bruit télégraphique. Après quoi, la deuxième section est consacrée au mode particulier de couplage optique dans ces échantillons.

5.2.1.1 PRESENTATION GENERALE ET BRUIT TELEGRAPHIQUE

Dans le cadre de cette étude, nous avons réalisé et étudié deux échantillons : Le T525 correspond à l'hétérostructure $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As} / \text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ en accord de maille (LM : Lattice Matched) sur InP et le T551 qui présente la même barrière, mais utilise pour le puits une couche d' $\text{In}_{0,59}\text{Ga}_{0,41}\text{As}$ contrainte en compression. Les deux QWIPs possèdent une barrière de 200 Å et un puits de 35 Å (couche complète en annexe A). La figure 5.28 présente les gabarits spectraux mesurés sur des pixels sans réseaux (SR).

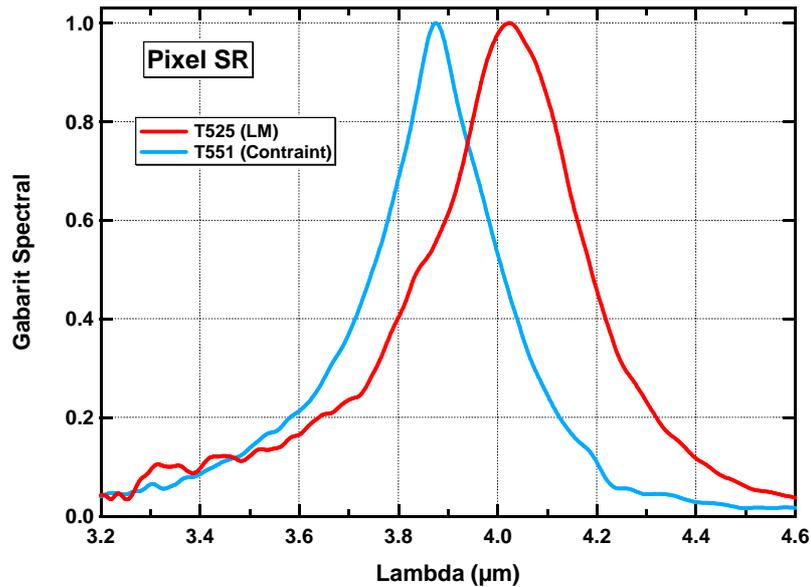


Figure 5.28 : Gabarits spectraux du T525 ($V_B = 1,5 \text{ V}$) et du T551 ($V_B = 0,8 \text{ V}$) mesuré sur des pixels sans réseaux à $T = 77 \text{ K}$

L'échantillon T551 présente une largeur à mi-hauteur plus faible que le T525. Nous attribuons cette différence au fait que dans le premier cas le niveau excité est lié, alors que dans le second cas le niveau excité est quasi-lié. Nous mesurons des FWHM de 173 et 216 cm^{-1} , soit le double des valeurs standard pour les QWIPs LW. Cet élargissement des gabarits d'absorption peut s'expliquer par plusieurs facteurs tels que le fort niveau de dopage ($N_D = 1.10^{12} \text{ cm}^{-2}$) qui induit une augmentation de la diffusion par les impuretés ionisées^[181] ou encore la non parabolicité des bandes^[182].

L'échantillon T525, qui est LM, présente un pic à 4,02 μm, tandis que la structure avec un puits en $\text{In}_{0,59}\text{Ga}_{0,41}\text{As}$ pointe à 3,87 μm. Etant donné l'ajout de 6 % d'indium dans le puits (soit une différence d'offset de bande de conduction de 125 meV), on aurait pu s'attendre à un décalage de l'énergie de transition plus important. Cependant, la présence de contraintes dans la couche active modifie la longueur d'onde de transition par rapport à une couche relaxée. D'une part la contrainte engendre une déformation hydrostatique de la bande de conduction, ce qui conduit à une baisse de l'offset de bande^[183]. D'autre part, la structure de bande est considérablement changée ; en particulier, la contrainte induit une quasi-indépendance de la masse effective avec la composition d'indium^[184]. Ces deux effets s'accroissent pour conduire à une faible dépendance de la longueur d'onde de détection avec la composition d'indium dans le puits. Nous avons réalisé une simulation de la longueur d'onde au pic d'absorption, pour une transition

lié-quasiliée, en fonction de la composition du puits. Le résultat avec et sans prise en compte de la contrainte est présenté sur la figure 5.29.

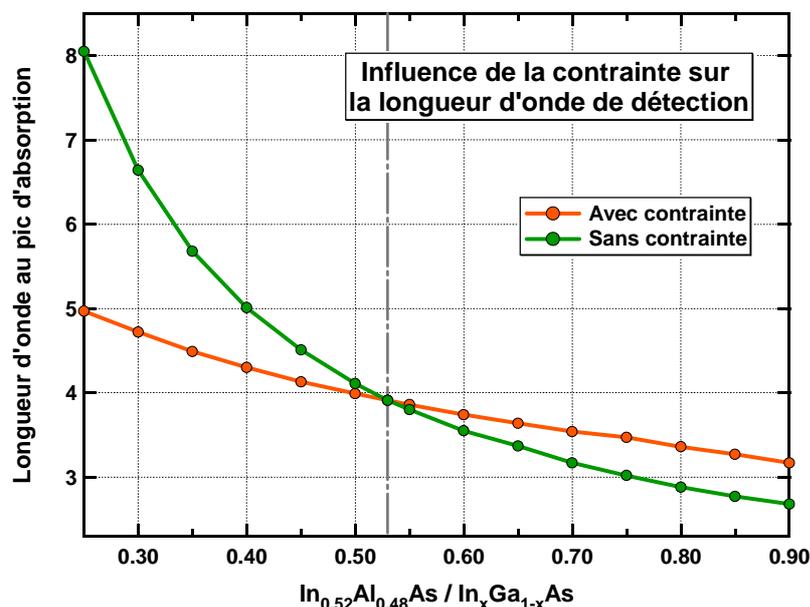


Figure 5.29 : Influence de la prise en compte de la contrainte sur les résultats de simulation de la longueur d'onde au pic d'absorption en fonction de la quantité d'indium dans le puits de l'hétérostructure $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; en gris : composition LM

Les énergies de transition calculées sont légèrement plus importantes que les valeurs mesurées ($\Delta E < 10\text{meV}$). Ce décalage pourrait s'expliquer par des effets à N corps tel que le *depolarization shift*^[185] dans ces structures fortement dopées (1.10^{12} cm^{-2}). Néanmoins, la variation relative entre le T525 et le T551 est correctement simulée ($\Delta\lambda \approx 0,1\ \mu\text{m}$).

Intéressons-nous maintenant au courant d'obscurité. Celui du T525 est présenté en fonction de la température et de la tension sur la figure 5.30. Nous avons déjà mentionné le fait que les épitaxies sur InP présentent une forte symétrie de leurs caractéristiques électro-optiques avec la polarisation de la tension (cf. section 2.1.1).

Comme pour les échantillons sur GaAs, en fonction de la tension et de la température, on distingue les trois régimes de transport électronique : tunnel, RDFC et thermoionique. En régime tunnel, si l'on applique l'équation (3.5) du courant tunnel résonant, on obtient une densité de courant au pic de 2.10^{-5} A/cm^2 , ce qui est en accord avec les 1.10^{-5} A/cm^2 mesuré sur le plateau de courant de la figure 5.30. En régime thermique, nous avons évalué l'énergie d'activation à partir des mesures de courant en fonction de la température. Celle-ci est présentée pour l'échantillon T551 sur la figure 5.31.

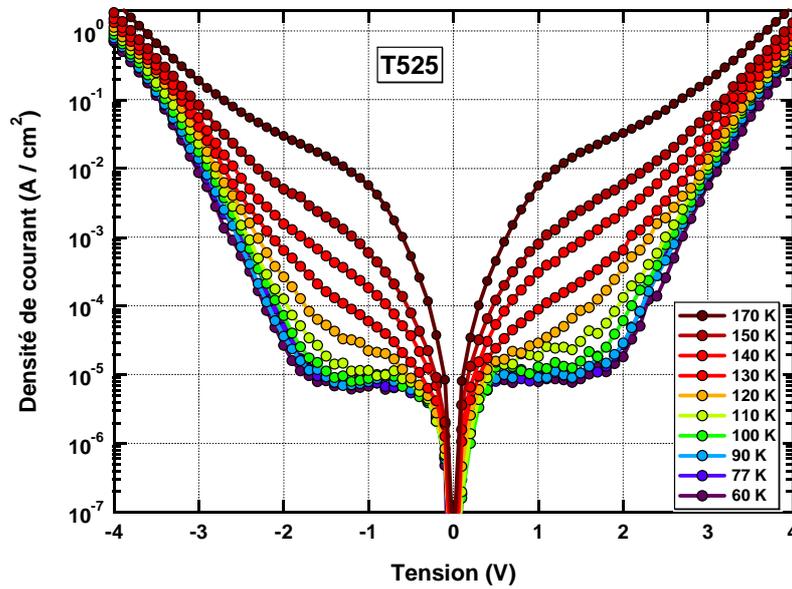


Figure 5.30 : Densité de courant d'obscurité du T525 en fonction de la température et de la tension

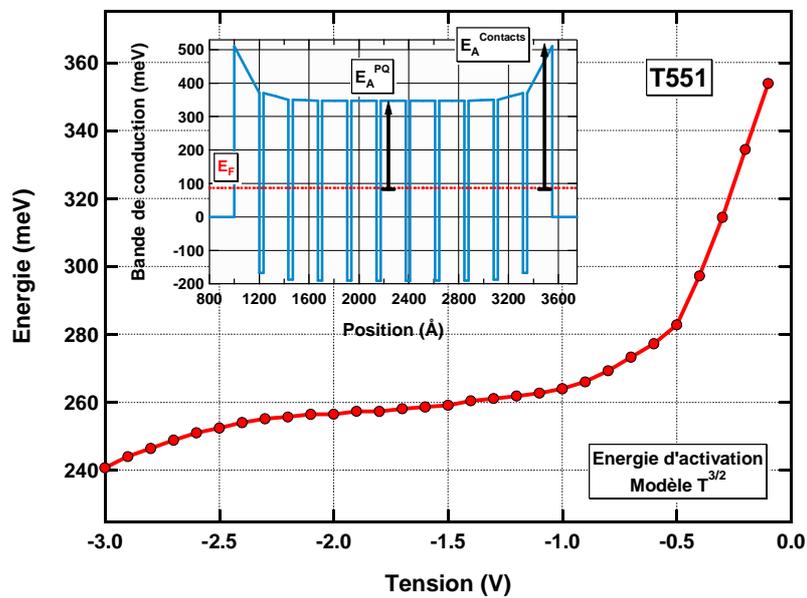


Figure 5.31 : Energie d'activation du T551 (modèle $T^{-3/2}$) et diagramme de bande calculé à zéro volt

Nous obtenons une forte remontée de l'énergie d'activation autour de zéro volt. Nous attribuons cette dernière aux effets de bord dus aux contacts. Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre 4, la différence d'énergie d'activation entre les puits et les contacts induit un transfert de charge qui modifie le diagramme de bande. L'insert de la figure 5.31 présente la bande de conduction du T551 calculée à zéro volt. Nous estimons que l'énergie d'activation des puits est de 261 meV, tandis que celle des contacts est de 424 meV. Cette importante différence d'énergie conduit à un fort champ électrique sur la première et la dernière barrière. A faible tension ($< 1V$ sur la figure 5.31), le champ électrique externe n'est pas assez fort pour compenser le champ sur la dernière barrière. Or, les porteurs thermo-excités doivent passer par-dessus la dernière barrière pour pouvoir être collectés. En conséquence, l'énergie d'activation effective des puits est comprise entre celle des puits (E_A^{PQ}) et celle des contacts ($E_A^{Contacts}$). En revanche, à forte tension, le champ électrique externe compense totalement le champ électrique interne et donc l'énergie d'activation est celle des puits.

Lors de la campagne de mesures sur ces échantillons, nous avons observé des fluctuations significatives du niveau de courant en fonction du temps. La figure 5.32 et la figure 5.33 présentent l'évolution temporelle du courant mesuré sur le T525 à différentes tensions, ainsi que l'histogramme du courant sur une durée de quelques minutes.

L'évolution temporelle du courant ressemble à du bruit télégraphique, c'est-à-dire à des fluctuations discrètes du courant. A 0,25 V, nous observons que le courant commute entre deux niveaux, tandis que pour une tension de polarisation de 0,5 V, le courant fluctue entre plusieurs plateaux de courant. Par ailleurs, on observe sur la figure 5.33 de larges plages temporelles de stabilité du niveau de courant (jusqu'à plusieurs minutes), alors que les commutations sur la figure 5.32 ont lieu de manière régulière à une fréquence de l'ordre du Hertz. Ces instabilités ont été observées sur les deux échantillons, mais uniquement pour des faibles tensions de polarisation ($< 2 V$). Du fait de ces instabilités, il nous a été impossible d'effectuer des mesures de bruit sur ces échantillons, car la chaîne d'acquisition (préamplificateur, amplificateur, filtre et analyseur de spectre) n'a pas une dynamique de mesure suffisante pour supporter les transitoires associés à ces fluctuations.

Il a été rapporté dans la littérature un comportement similaire dans des QWIPs de type P sur GaAs^[186]. Les auteurs interprètent ces fluctuations par des commutations entre deux configurations de champ électrique (*i.e.* zones de champs) pour une même tension aux bornes. Néanmoins, plusieurs différences d'importance existent entre notre situation et celle de la référence [186]. Tout d'abord les structures qui nous intéressent sont des QWIPs de type N sur InP. Ensuite, les fluctuations rapportés par Y. Patiel *et al.*^[186] ont lieu uniquement entre deux niveaux de courant. Enfin, les commutations ont lieu avec des temps caractéristiques de l'ordre de la milliseconde.

Le manque cruel d'informations sur le comportement spectral du bruit dans ces détecteurs ne nous permetent pas de conclure. Et bien que le fort champ électrique sur l'injecteur constitue une situation favorable pour la génération de zones de champs (cf. insert de la figure 5.31), nous estimons que les différences de comportement avec les échantillons de la référence [186], ne nous permet pas de transférer les conclusions de ces derniers à nos structures. En outre, de par notre peu d'expérience sur ce type de matériau, nous avons rencontré des difficultés lors de

certaines étapes technologiques. Cela a notamment été le cas lors de la gravure des mesa, ainsi que pour la prise de contact sur les couches d'InGaAs- n^+ . Ces problèmes ont entraîné un faible taux d'opérabilité de pixels et nous ne sommes pas en mesure de dire si ces difficultés technologiques ne sont pas aussi à l'origine des fluctuations de courant.

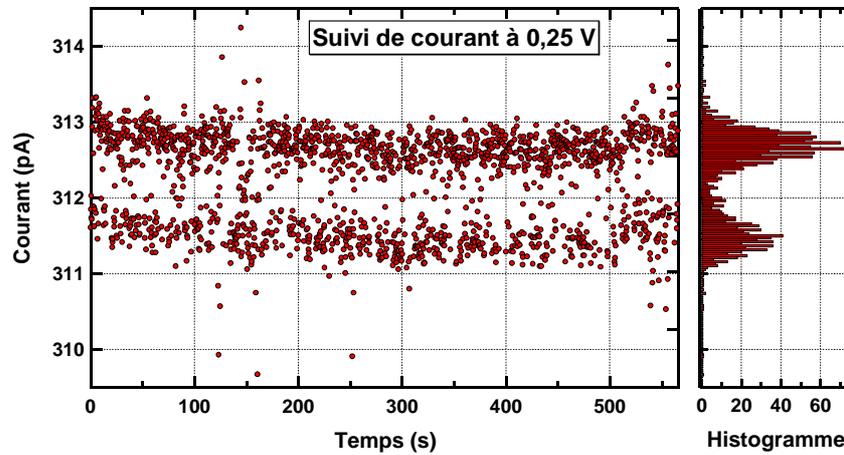


Figure 5.32 : Evolution temporelle du courant d'obscurité mesuré à 77 K sur le T525 ($V_B = 0,25 \text{ V}$) ; à droite : histogramme du courant

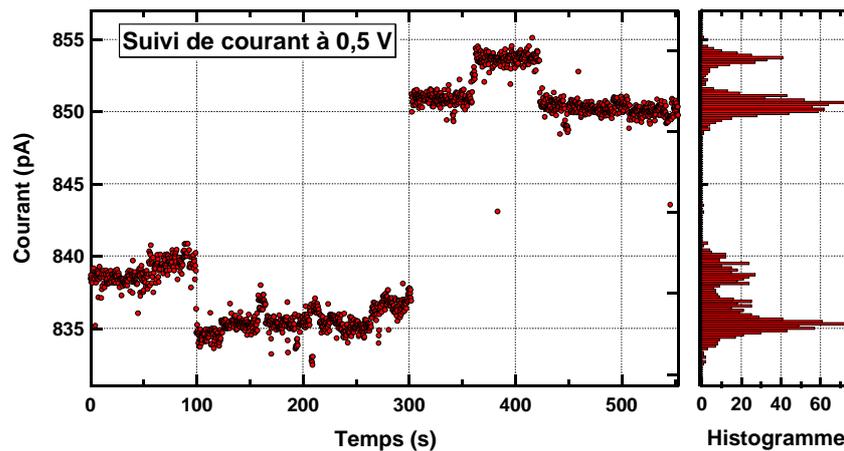


Figure 5.33 : Evolution temporelle du courant d'obscurité mesuré à 77 K sur le T525 ($V_B = 0,5 \text{ V}$) ; à droite : histogramme du courant

Lors de cette thèse, nous n'avons malheureusement pas pu consacrer plus de temps à l'étude de ce phénomène. Toutefois, nous estimons qu'il est essentiel de pousser plus loin l'analyse, afin de s'assurer de la validité de la filière des QWIPs sur InP. De plus, nous recommandons pour la prochaine génération de QWIPs sur InP d'augmenter le niveau de dopage dans les contacts InGaAs- n^+ , afin d'une part réduire la différence d'énergie d'activation avec les puits et d'autre part de faciliter la réalisation des contacts ohmiques.

5.2.1.2 COUPLAGE OPTIQUE : INTERACTIONS ENTRE ONDES DE SURFACE ET ONDES GUIDÉES

Les paragraphes qui suivent concernent le couplage optique dans les QWIPs sur InP. Nous commençons par présenter sur la figure 5.34 la réponse intégrée ainsi que la réponse spectrale mesurée sur un pixel avec un réseau (AR) de couplage optique (échantillon T551). On

observe le même comportement vis-à-vis de la tension que pour les échantillons MW sur GaAs (cf. le T472 présenté sur la figure 3.28), c'est-à-dire une première augmentation à faible tension, suivie d'une deuxième augmentation en régime de fort champ.

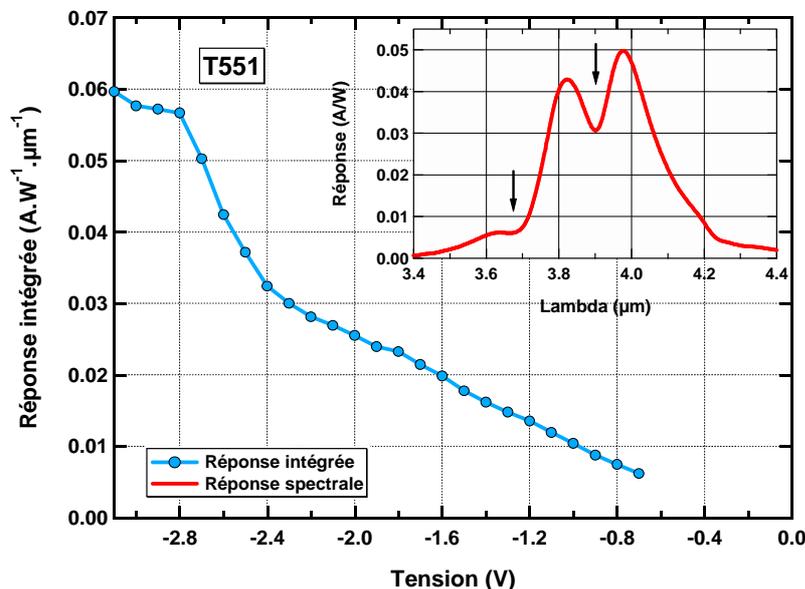


Figure 5.34 : Réponse intégrée et réponse spectrale ($V_B = 1,5$ V) d'un pixel AR@1,2 μm du T551 à 77 K

En revanche, le reste des comportements des échantillons InP diffèrent des QWIPs sur GaAs. Nous mesurons tout d'abord une très faible réponse, qui est trois à quatre fois inférieure aux échantillons MW sur GaAs dans la même gamme de longueur d'onde^[187]. De plus, le gabarit spectral présente des caractéristiques spectrales atypiques. Celles-ci sont indiquées par des flèches noires sur l'insert de la figure 5.34. En particulier, on observe un important "creux" dans la réponse spectrale à une longueur d'onde (1,16 μm dans l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ avec $n_{\text{OPT}} = 3,36$, car $\lambda_{\text{matériau}} = \lambda_{\text{vide}} / n_{\text{OPT}}$) légèrement inférieure au pas du réseau de couplage (1,2 μm). Afin d'analyser ce phénomène, nous présentons sur la figure 5.35 les gabarits spectraux du T525 pour des pixels dont nous avons fait varier la période du réseau de couplage optique.

Pour chacun des pixels avec un réseau de couplage nous observons ces résonances spectrales atypiques. De plus, les "creux" de réponse (cf. flèches sur la figure 5.35) se traduisent de manière homothétique avec le pas du réseau de couplage. En revanche, nous n'observons pas ces caractéristiques spectrales atypiques sur le gabarit spectral d'un pixel sans réseau (trait discontinu gris).

La mesure de la réponse spectrale est obtenue avec un FTIR dont le faisceau qui est modulé par l'interféromètre de Michelson est envoyé vers le détecteur extérieur (le QWIP). Le signal électrique issu du détecteur est amplifié et finalement démodulé afin d'obtenir le spectre de réponse. La source du FTIR est un corps noir à 1150 K, qui est mis en forme pour obtenir un faisceau collimaté. Ainsi, on peut définir un angle entre la direction du faisceau et la normale à la surface du détecteur. Les mesures de réponse sont généralement réalisées à angle nul. Cependant pour ces échantillons, nous avons réalisé des mesures en fonction de l'angle. Le résultat est présenté pour trois angles sur la figure 5.36. Les oscillations à haute fréquences sont dues à un effet Fabry-Perot dans le substrat^[188].

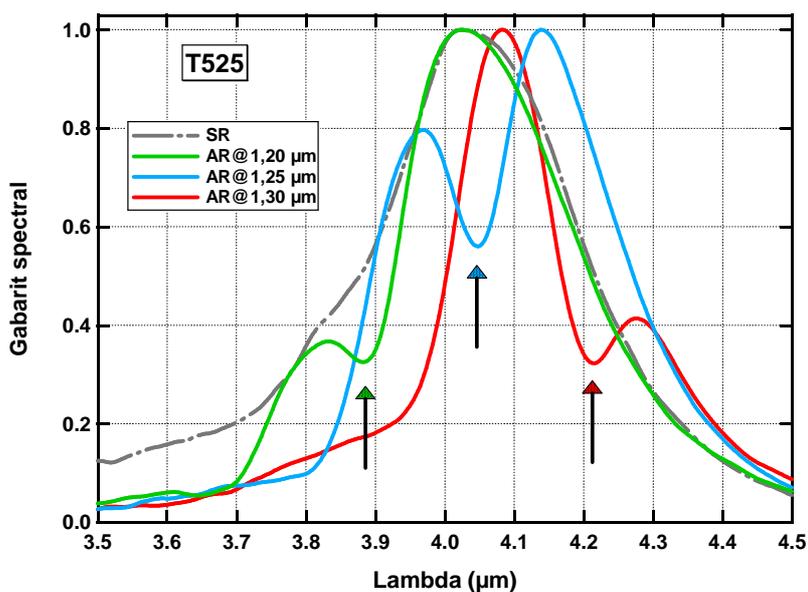


Figure 5.35 : Influence du réseau de couplage optique sur le gabarit spectral du T525 ($V_B = 1 \text{ V}$; $T = 77 \text{ K}$) ; en gris : gabarit spectral d'un pixel sans réseau

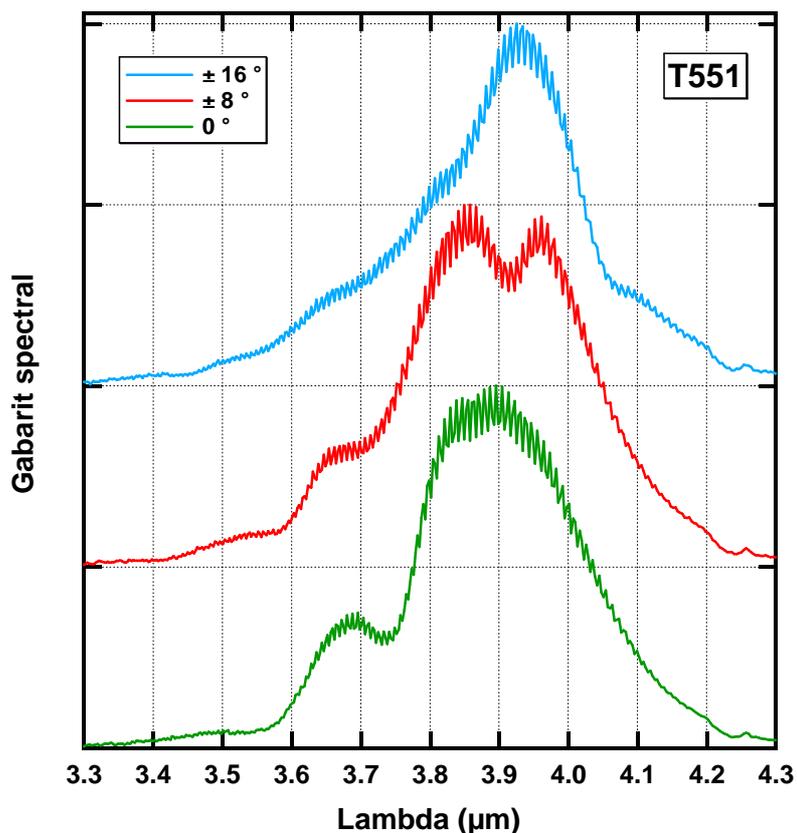


Figure 5.36 : Influence de l'angle entre la normale au détecteur et le faisceau collimaté du FTIR sur le gabarit spectral (courbes translattées pour chaque angle) ; pixel AR@1,15 μm du T551 à $V_B = 1,5 \text{ V}$ et $T = 77 \text{ K}$

En plus du gabarit à incidence normale, la figure 5.36 présente deux courbes à +8 et +16 degrés. Les réponses mesurées aux angles symétriques, c'est-à-dire -8 et -16 degrés, présentent des gabarits identiques (non présentées). Nous observons d'importantes modifications du gabarit des pixels AR avec l'angle d'incidence. En revanche, les pixels SR ne présentent aucune évolution de gabarit avec l'angle. Nous estimons que ces modifications du gabarit spectral sont dûs à des effets optiques ayant pour origines le confinement optique induit par le substrat en InP.

Dans un QWIP standard sur GaAs, le couplage optique est réalisé par l'intermédiaire d'ondes de surface sur une surface métallique corruguée^[188]. Cependant, dans le cas des structures InAlAs / InGaAs sur InP, la couche active (contacts+MPQs) se trouve coincée entre d'un côté une surface métallique et de l'autre côté le substrat en InP qui joue le rôle de couche de confinement pour la lumière. Cette situation est illustrée schématiquement sur la figure 5.37.

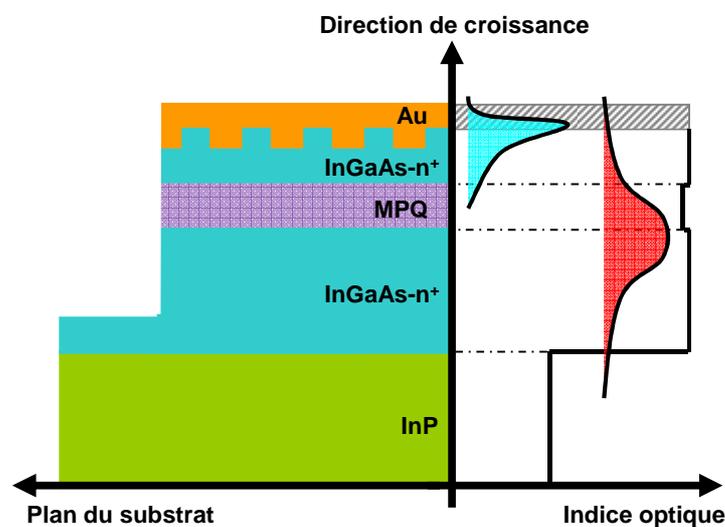


Figure 5.37 : Description schématique d'un pixel QWIP sur InP ; à gauche l'empilement géométrique ; à droite le profil d'indice optique.

Une configuration similaire a déjà été étudiée sur des substrats GaAs par J. Y. Andersson *et al.*^[189]. En utilisant une couche épaisse d'AlAs en dessous du mesa, les auteurs ont formé un guide d'onde où se propage un mode optique (en rouge sur la figure 5.37). La présence de cette couche de confinement influence alors fortement la fonction de couplage des réseaux. Plus récemment, des résultats théoriques^[190] ont montré que dans ce type de configuration, il existe une forte interaction entre le mode guidé et l'onde de surface (en bleu turquoise).

En utilisant une approche basée sur la théorie rigoureuse des ondes couplées (RCWT : Rigorous Coupled Wave Theory)^[191], Mathieu Carras a calculé le diagramme de dispersion correspondant à la configuration optique des QWIPs sur InP. Le calcul a été effectué avec les approximations suivantes : pixels infinis dans le plan du substrat et réseaux lamellaires de 1,15 μm de période. Le résultat du calcul numérique est présenté sur la figure 5.38 sous la forme d'un diagramme de dispersion avec la longueur d'onde en ordonnée et l'angle d'incidence en abscisse. En parallèle de ces simulations, nous présentons sur la figure 5.39 la fonction de couplage expérimentale du T551 (pixel de 100x100 μm^2 avec un réseau 2D au pas de 1,15 μm). Cette dernière est obtenue en divisant les gabarits spectraux mesurés en fonction de l'angle sur le pixel AR, par le gabarit spectral d'un pixel sans réseau.

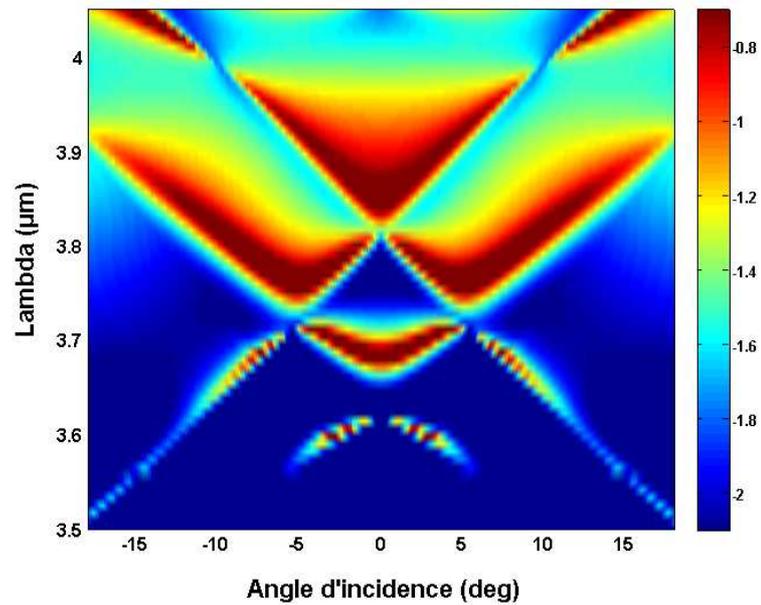


Figure 5.38 : Simulation de la fonction de couplage optique en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence pour la structure du T551 (pixel infini avec un réseau lamellaire de période 1,15 μm)

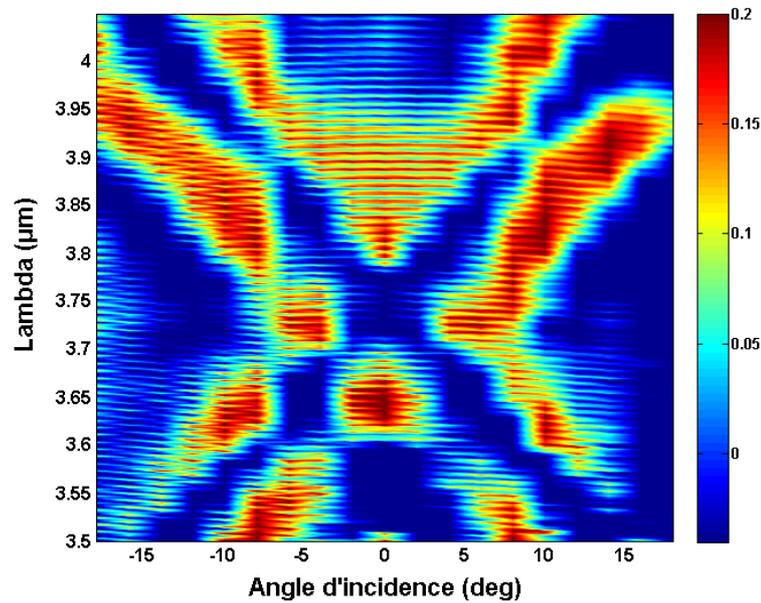


Figure 5.39 : Fonction de couplage expérimentale en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence sur le T551 (pixel de 100x100 μm^2 avec un réseau 2D au pas de 1,15 μm)

Malgré les approximations et la faible résolution des mesures en angle (1°), nous obtenons un bon accord entre les fonctions de couplage simulée et expérimentale. La couleur bleu indique un faible couplage et la couleur rouge un fort couplage. Le diagramme de dispersion de notre structure comporte plusieurs branches qui expliquent le comportement de la réponse spectrale avec l'angle. En particulier, on remarque qu'à incidence normale il y a un "creux" dans la fonction de couplage pour une longueur d'onde légèrement inférieure à la période du réseau ($1,15 \mu\text{m}$ dans l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ équivaut à $3,85 \mu\text{m}$ dans le vide).

La simulation numérique nous donne aussi accès à la distribution du champ électromagnétique dans la structure. Nous présentons sur la figure 5.40 la cartographie de champ TM pour une longueur d'onde de $3,65 \mu\text{m}$ et un angle nul.

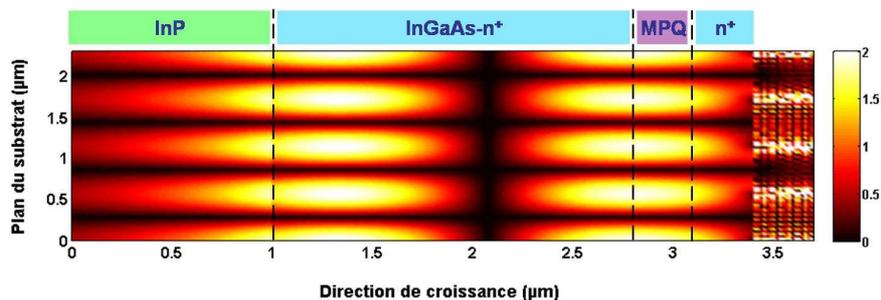


Figure 5.40 : Cartographie du champ TM calculée dans les conditions de la figure 5.38 pour $\lambda = 3,65 \mu\text{m}$ et $\theta = 0^\circ$ (réseaux à droite)

Nous observons que dans la couche active (contacts et MPQ), le champ se répartit sur un mode guidé dans toute la couche active (2500 nm) et non pas sur un mode évanescent comme dans un QWIP standard. Or, nous avons conçu cette couche comme une structure classique, c'est à dire que la zone à multi-puits quantiques se trouve quasiment collée sous les réseaux afin de bénéficier d'une bonne fonction de couplage. En outre, cet échantillon comporte dix périodes, ce qui signifie que la zone MPQ s'étend uniquement sur 235 nm . Ainsi, nous estimons que c'est ce faible recouvrement entre la zone d'absorption et le mode optique qui est à l'origine de la faible réponse de cet échantillon (cf. figure 5.34).

En utilisant les simulations numériques, nous avons pu concevoir un échantillon optimisé. Nous présentons sur la figure 5.41 et sur la figure 5.42 les résultats du calcul. La première figure présente le diagramme de dispersion et la seconde la cartographie de champ. Pour ce design, nous avons réduit l'épaisseur totale de la couche active à 1000 nm dont la moitié pour la couche à MPQ (20 périodes). Ce faisant nous avons réduit le nombre de modes pouvant se propager dans le guide d'onde, simplifiant du même coup le diagramme de dispersion (cf. figure 5.41). De plus, nous avons fortement augmenté le recouvrement entre le champ électromagnétique et la zone d'absorption, ce qui devrait conduire à une importante augmentation de la réponse du détecteur. Il faut noter que la réduction du guide d'onde peut aussi s'obtenir en utilisant un contact inférieur en InP-n^+ au lieu de l' InGaAs-n^+ .

A partir de ces simulations, nous avons fait épitaxier un échantillon (référence ART1018 en annexe A). Cependant, les priorités d'études interne à Thales ne nous ont pas permis de faire aboutir cette seconde génération de QWIPs sur InP.

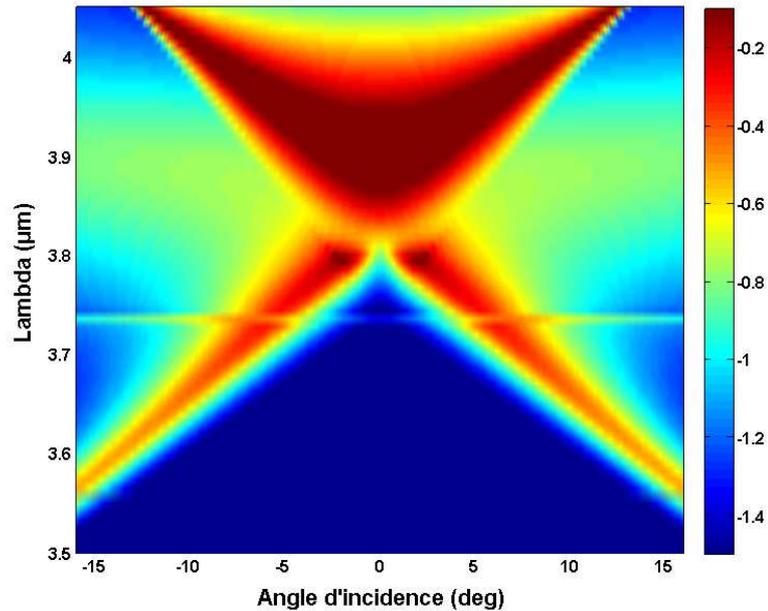


Figure 5.41 : Simulation de la fonction de couplage optique pour une structure amincie (pixel infini avec un réseau lamellaire de période 1,22 μm) ; la ligne horizontale vers 3,75 μm correspond à une erreur numérique

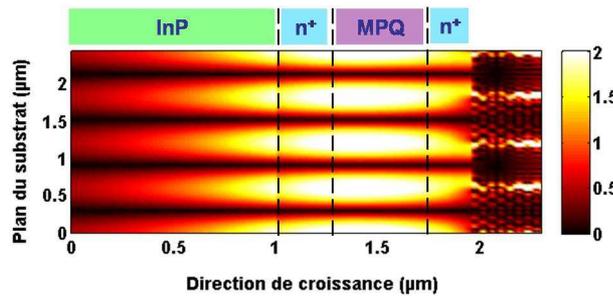


Figure 5.42 : Cartographie du champ TM calculée dans les conditions de la figure 5.41 pour $\lambda = 3,9 \mu\text{m}$ et $\theta = 0^\circ$ (réseaux à droite)

L'étude électrique et optique que nous venons de présenter sur ces échantillons constitue une première étape vers la réalisation de QWIPs basés sur un substrat en InP. Nous avons notamment identifié et interprété la configuration de couplage optique dans ce type de détecteur. Suite à quoi nous avons proposé un design de couche active permettant de tirer parti des effets de confinement optique dû à l'InP. Du point de vue électrique, nous avons identifié un bruit télégraphique, cependant nous ne sommes pas en mesure de conclure sur l'origine de ce comportement.

Nous sommes convaincus que les structures sur InP ont un rôle à jouer pour permettre le développement des QWIPs en MW. En effet, ces détecteurs sont basés sur un matériau III-V standard, ce qui permet de tirer profit des filières déjà existantes (télécommunication, électronique haute fréquence, imagerie SW). Nous estimons que les trois principaux débouchés pour ces QWIPs sont : la détection multispectrale MW/MW (notamment pour la détection de départ de missile)^[192] ; la détection faibles coûts en dessous de 3,5 μm ; et la détection *dualband* MW/SW (empilement d'une photodiode InGaAs et d'un QWIP)^[193].

5.2.2 QWIPs MW SUR GAAs : EN ROUTE VERS L'INDUSTRIALISATION ?

En raison du changement de gap direct/indirect au-delà de 45 % d'aluminium, l'hétérostructure simple en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ / GaAs ne permet pas une détection efficace en deçà de 6 μm . Pour la détection à plus courte longueur d'onde, nous utilisons généralement des structures contraintes à double barrière sur GaAs. Au cours de cette dernière partie de chapitre, nous allons discuter des performances de ces détecteurs seuls, couplés avec un circuit de lecture. Le lecteur intéressé par les caractéristiques électro-optiques des DBS QWIPs trouvera une analyse détaillée dans la référence [194].

PRESENTATION ET DETECTIVITE SPECTRALE SPECIFIQUE

Nous allons nous intéresser aux échantillons T360 et T653. Ce sont deux DBS QWIPs qui ont une longueur d'onde de réponse au pic à 4,05 μm pour le premier et à 4,85 μm pour le second. L'échantillon T360 possède 5 périodes avec au centre de chaque puits une couche d' $\text{In}_{0,20}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$. Le T653 présente quant à lui 10 périodes et seulement 13 % d'indium dans le puits. Les deux détecteurs sont dopés 1.10^{12} atomes. cm^{-2} par puits. La partie haute de la figure 5.43 présente la réponse au pic de ces deux échantillons en fonction de la tension et la partie basse présente le gain de bruit.

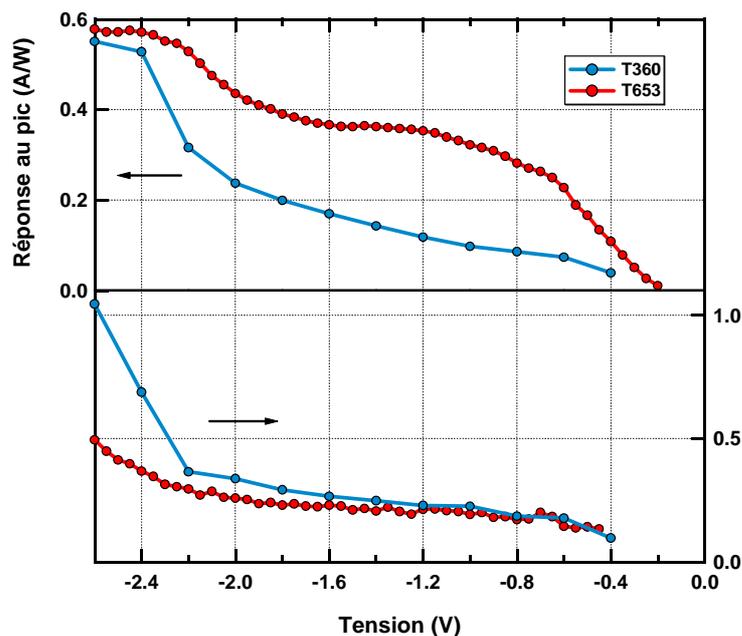


Figure 5.43 : Réponse au pic et gain de bruit (sous éclairage) mesurés sur le T360 et le T653 à 80 K sur des pixels avec réseau de couplage optimisé

Malgré la différence du nombre de périodes entre les deux couches, nous observons à basse tension une valeur de gain similaire sur les deux échantillons. En revanche, la réponse au pic de l'échantillon T653 est nettement supérieure à celle du T360. Étant donné que ces deux couches présentent des dopages identiques, la même efficacité de couplage optique (*i.e.* le ratio de l'intégrale de la réponse d'un pixel AR sur l'intégrale d'un SR), le même type de transition (lié-quasi-lié) et le même gain, nous attribuons cette différence de réponse à une absorption plus forte dans la structure à 10 puits. En utilisant les mesures de la figure 5.43, nous avons calculé

l'efficacité quantique interne (modèle de Beck, cf. équation (1.9)). À forte tension, la probabilité d'émission sature à 1, ce qui nous permet d'estimer l'absorption de chacune des structures. Le T360 présente une absorption au pic d'environ 16 - 17 % et l'absorption au pic du T653 est de 31 - 32 %*.

La figure 5.44 présente la détectivité spectrale spécifique du T360 et du T653 en fonction de la longueur d'onde. Par ailleurs, nous présentons sur la même figure la détectivité limite théorique en condition BLIP^[6] pour un détecteur photovoltaïque (PV) et un photoconducteur (PC). Les détectivités sont évaluées et calculées pour un corps noir à 293 K, vu selon un demi-espace (Field Of View (FOV) de 2π)

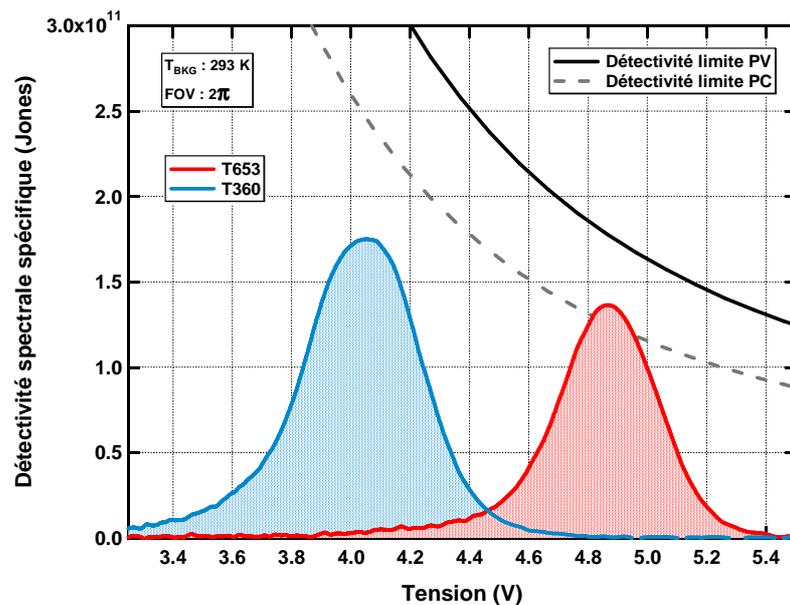


Figure 5.44 : Détectivité spectrale spécifique ($T_{\text{BKG}} = 293 \text{ K}$; $\text{FOV} = 2\pi$) pour le T360 ($V_B = 1,6 \text{ V}$) et le T653 ($V_B = 1,2 \text{ V}$) à 80 K en condition BLIP ; limite théorique de la détectivité pour un détecteur photovoltaïque et photoconducteur

Les deux QWIPs étant dans des conditions BLIP, le plus faible flux photonique reçu à $4,05 \mu\text{m}$ par rapport à $4,85 \mu\text{m}$ conduit à une détectivité plus importante pour le T360 que pour le T653. La longueur d'onde de détection étant différente, il nous est difficile de comparer les deux détecteurs entre eux. Néanmoins, nous observons que le T360 est en dessous de la détectivité limite théorique des photoconducteurs, alors que le T653 est au-dessus, ce qui pourrait indiquer que le T653 est un échantillon mieux optimisé.

N.B. La détectivité limite théorique est calculée en supposant un détecteur inter-bande idéal, c'est-à-dire que l'efficacité quantique du détecteur est unitaire pour toutes longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de coupure et nulle pour les autres longueurs d'onde. En outre, le gain est considéré égal à l'unité (en PC et PV). La détectivité est meilleure à courte longueur d'onde, car le bruit est limité par le bruit de photons et que l'objet observé est un CN@293K (moins de photons, moins de bruit). Dans le cas particulier des QWIPs, l'absorption bande étroite

* Ces valeurs ne tiennent pas compte d'un éventuel traitement antireflet en face arrière qui permettrait d'augmenter la réponse de 33 %^[37].

permet de réduire la quantité de photons absorbés et donc le bruit associé, ce qui entraîne une détectivité limite théorique (non présentée) plus haute que les détecteurs classiques large bande.

PERFORMANCES DANS UN SYSTEME D'IMAGERIE

La détectivité n'est pas le paramètre le plus pertinent lorsque l'on considère la performance d'un système d'imagerie. La figure de mérite dans ce cas est la NETD. Celle-ci représente la température équivalente au bruit du système. Elle se décompose entre une NETD spatiale et une NETD temporelle. La première est due aux non-uniformités au sein de l'image. Quant à la seconde, elle est liée aux fluctuations temporelles de signal au sein d'un même pixel. C'est cette dernière qui va nous intéresser, c'est pourquoi, par abus de langage, nous allons employer le terme NETD pour désigner en réalité la NETD temporelle.

Les estimations de performances des QWIPs MW pour des applications d'imagerie nécessitent de définir un circuit de lecture sur lequel nous allons hybrider "virtuellement" nos détecteurs. De plus, il faut fixer les conditions opérationnelles du système, ainsi que la scène observée. Les paragraphes suivants vont nous permettre de détailler ces conditions de calculs. Nous présenterons ensuite deux estimations de performances pour les échantillons T360 et T653.

Nous avons dans un premier temps envisagé trois circuits de lecture (présentés dans le tableau 5.7). Les caractéristiques qui nous intéressent pour l'estimation de performances sont : la capacité de stockage avec sa limite de linéarité, le gain de conversion et le bruit. Le premier circuit est l'ISCO208 (*gain 1*)^[195] fabriqué par la société FLIR. Quant aux deux autres circuits : ROIC 4 Me⁻ et ROIC 1 Me⁻, ils correspondent à des modélisations de circuits faits dans le cadre de projets internes à Thales.

	ISCO208 (gain 1)	ROIC 4 Me⁻	ROIC 1 Me⁻
Capacité de stockage maximum (10⁶ électrons)	18,5	4	1
Gain de conversion (μV/électron)	0,16	0,8	3,2
Bruit (μV)	200	256	533
Limite de linéarité (%)	90	90	90

Tableau 5.7 : Caractéristiques des circuits de lecture

Le tableau 5.8 présente les conditions opérationnelles dans lesquelles nous avons effectué nos estimations de performance. Le temps d'intégration maximum est limité à 7 ms afin d'être compatible avec une fréquence trame de 100 Hz ou avec un système de micro-balayage^[63]. Le bruit du système correspond à la somme quadratique du bruit du QWIP, du ROIC et de l'électronique de proximité. Dans un premier temps, nous allons négliger le bruit de cette

dernière, puis nous effectuerons une deuxième estimation (dite *complète*) en considérant un bruit de 400 μV pour l'électronique de proximité.

Température de fonctionnement :	<i>80 et 100 K</i>
Taille du pixel :	<i>23,5 μm</i>
Temps d'intégration maximum :	<i>7 ms</i>
Traitement antireflet :	<i>idéal</i>
Bruit de l'électronique de proximité :	<i>0 ou 400 μV</i>

Tableau 5.8 : Conditions opérationnelles

Enfin, nous présentons dans le tableau 5.9 les conditions d'éclairage pour notre estimation de performances. L'ouverture numérique de 2,7 correspond à la configuration optique de la caméra Catherine-XP^[63]. Nous considérons une scène avec une température moyenne de 22 °C et on impose comme condition qu'un corps noir avec une température jusqu'à 62 °C ne sature pas le détecteur (dynamique de + 40 °C). Le premier calcul de performances (présenté figure 5.45 et figure 5.46) est effectué en entrée de pupille, sans flux parasite. En revanche, le second calcul (dit *complet*) est réalisé en tenant compte de la transmission des optiques, d'un flux parasite équivalent à un corps gris à 40 °C (émissivité de 10 %) et surtout pour une scène située à 5000 m dans des conditions atmosphériques équivalentes à la figure 1.3 (humidité relative de 50 %).

Ouverture numérique :	<i>2,7</i>
Température moyenne de la scène	<i>295 K</i>
Dynamique de scène :	<i>40 K</i>
Transmission des optiques :	<i>100 ou 90 %</i>
Flux parasite :	<i>Nul ou corps gris à 313 K avec une émissivité de 10 %</i>
Transmission atmosphérique :	<i>100 % ou tranche de 5 km dans les conditions de la figure 1.3</i>

Tableau 5.9 : Conditions d'éclairage

La figure 5.45 présente les performances de l'hybride T360/ISC0208 (*gain 1*) et de l'hybride T360/ROIC 1 Me^e, en fonction de la tension, pour deux températures : 80 et 100 K. Les caractéristiques présentées sont la NETD ; la réponse de l'hybride (i.e. la variation de tension en sortie du ROIC pour un changement de la scène d'un degré) ; le taux de remplissage de la capacité d'intégration (C_{int}) ; le temps d'intégration.

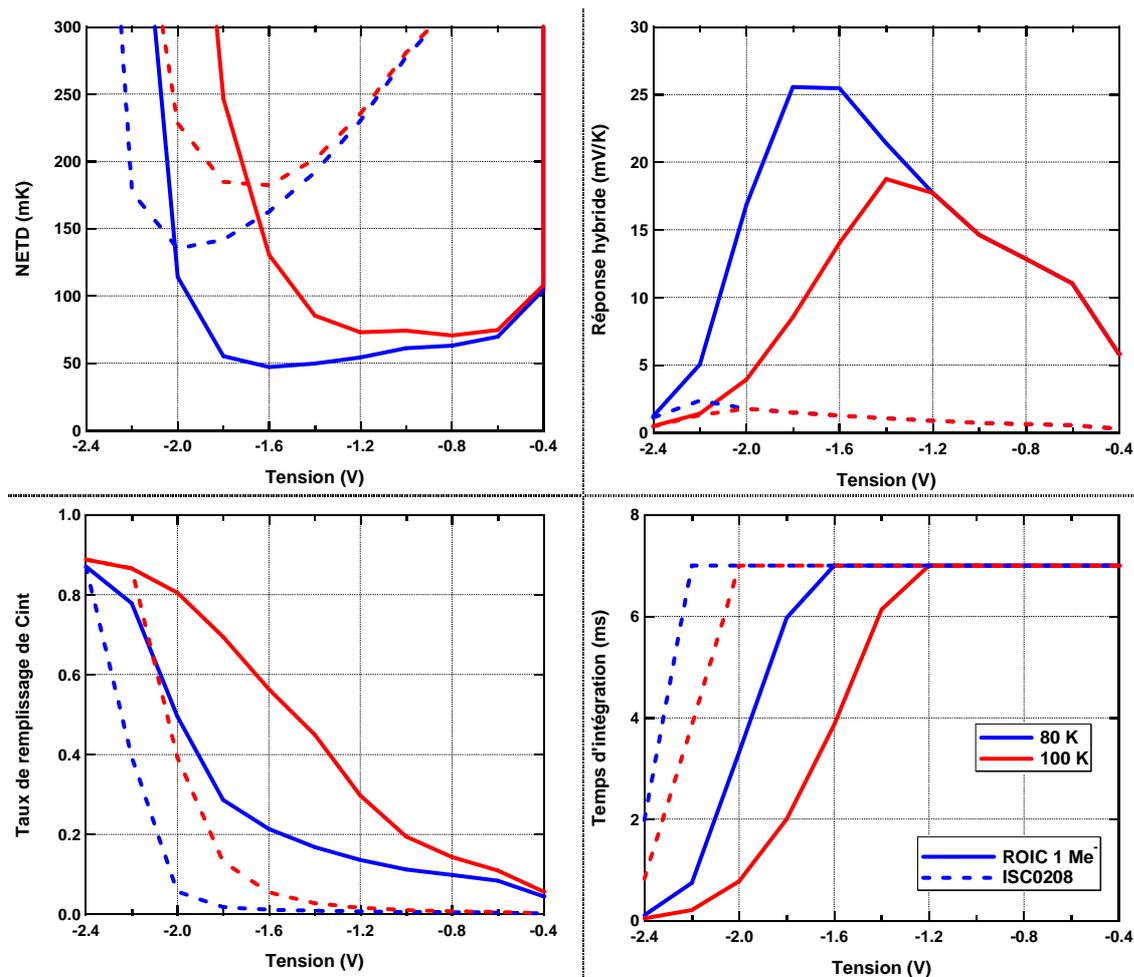


Figure 5.45 : Évaluation des performances en hybride du T360

Commençons par discuter de l'hybride T360/ISC0208 (*gain 1*). Le niveau de performances est faible. Avec une NETD de 150 mK et une réponse qui sature vers le 2 mV/K, cet ensemble ne peut pas rivaliser avec les 20 mK annoncés par les fabricants de MCT^[18] et d'InSb^[20]. De plus, la faible réponse de l'hybride est fortement pénalisante pour le traitement électronique du signal et notamment l'étape de conversion analogique-numérique.

Les faibles performances de cet hybride sont dues à une incompatibilité entre le faible niveau de courant optique (peu de flux photonique et faible réponse) et la grande capacité d'intégration du circuit ISC0208 (*gain 1*). Ainsi, le temps d'intégration maximum de 7 ms ne permet pas de remplir la capacité d'intégration (taux de remplissage < 10 % en régime BLIP). Par ailleurs, le bruit de l'hybride se trouve limité par le bruit du circuit de lecture tant que le QWIP est en régime optique ($V_b < 2$ V).

Les performances s'améliorent avec l'hybride T360/ROIC 1 Me⁻. La NETD comprise entre 50 et 70 mK (en fonction de la température de fonctionnement), ne permet toujours pas de concurrencer les autres technologies. Néanmoins, grâce à la plus faible capacité d'intégration et son gain de conversion plus important, la réponse hybride est fortement améliorée et le bruit de l'hybride est désormais limité par le bruit du QWIP.

Nous allons voir sur la figure 5.46, que la plus forte réponse du T653 entraîne un accroissement du niveau de performances.

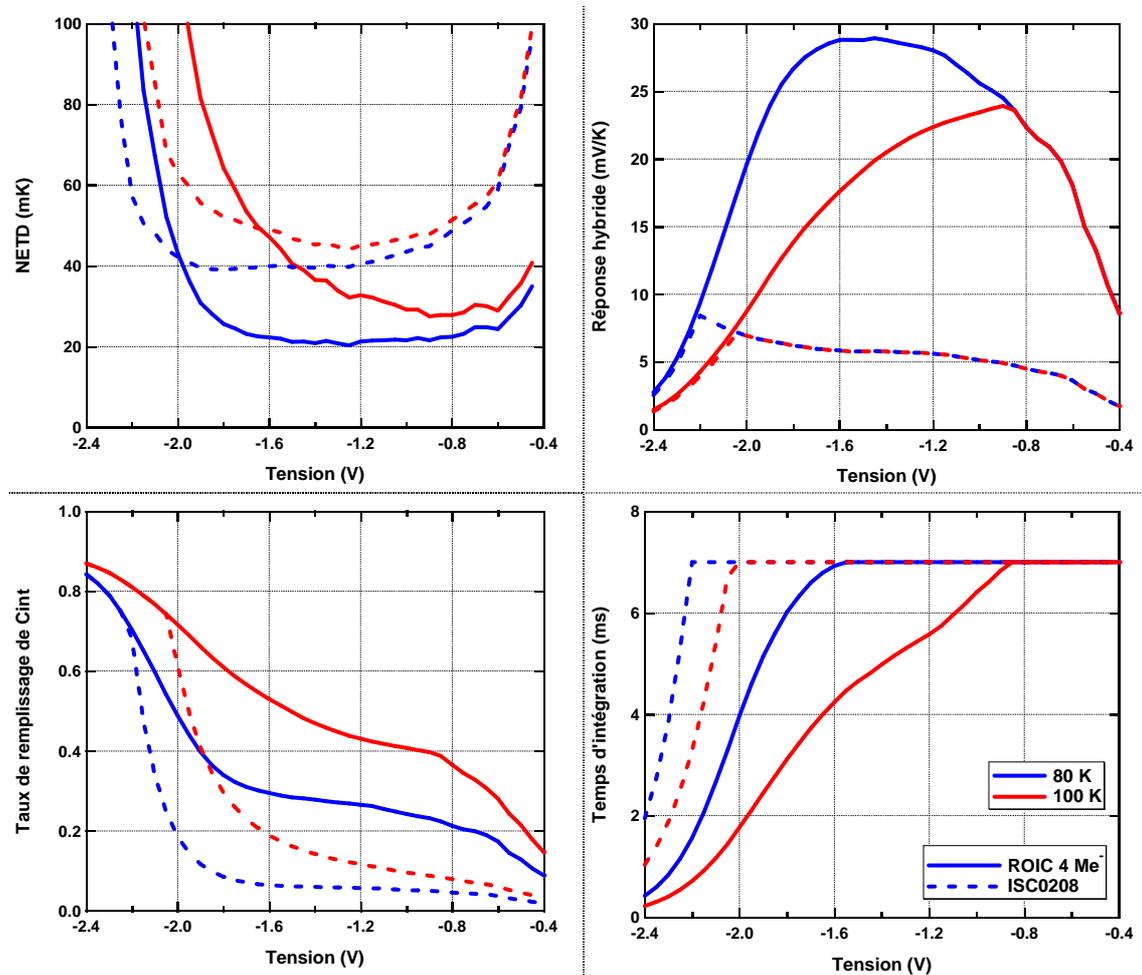


Figure 5.46 : Évaluation des performances en hybride du T653

Comme pour l'exemple précédent, les performances de l'hybride T653/ISC0208 (*gain 1*) sont limitées par l'incompatibilité entre le détecteur et le circuit de lecture. En revanche, l'hybride formé par le QWIP T653 et le ROIC 4 Me⁻ permet d'atteindre une NETD de 20 et 30 mK pour une température de fonctionnement de respectivement 80 et 100 K. De plus, cet hybride présente une forte réponse avec près de 30 mV/K à 80 K.

Les performances de ce composant "virtuel" constitue l'état de l'art des QWIPs MW, ce qui permet désormais la comparaison avec les autres technologies quantiques de détection infrarouge^[18,20]. Nous estimons que le processus d'évaluation des QWIPs pour la détection en MW doit passer à l'avenir par la réalisation d'un hybride. Cette étape permettrait d'estimer les éventuelles dégradations de performances dues aux étapes de fabrication et en particulier à l'étape de lithographie optique des réseaux. En ce qui concerne le circuit de lecture, le ROIC 4 Me⁻ étant virtuel, il faudra employer un circuit existant. À ce jour, nous estimons que le circuit ISC0208 en mode *gain 4* (le mode *gain 1* étant présenté dans le tableau 5.7)^[195] est apte à accueillir le composant T653. Ce mode de fonctionnement, non standard, présente une capacité

d'intégration ($C_{INT} = 4,6 \cdot 10^6$ électrons) et un gain de conversion ($0,65 \mu\text{V}/\text{électrons}$) proches du ROIC 4 Me⁻. Seul le bruit ($435 \mu\text{V}$) diffère significativement de notre circuit virtuel.

La figure 5.47 présente l'estimation de performances de l'hybride T653/ISC0208 (*gain 4*) en entrée de pupille. En raison du bruit additionnel dû au circuit ISC0208, nous observons une dégradation de 30 % de la NETD, qui passe de 21 à 27 mK. L'évolution de la réponse de l'hybride est minimale (28 à 26 mV/K). Le temps d'intégration et le taux de remplissage (non présentés) sont de 7 ms et de 25 % à $V_B = -1,5 \text{ V}$.

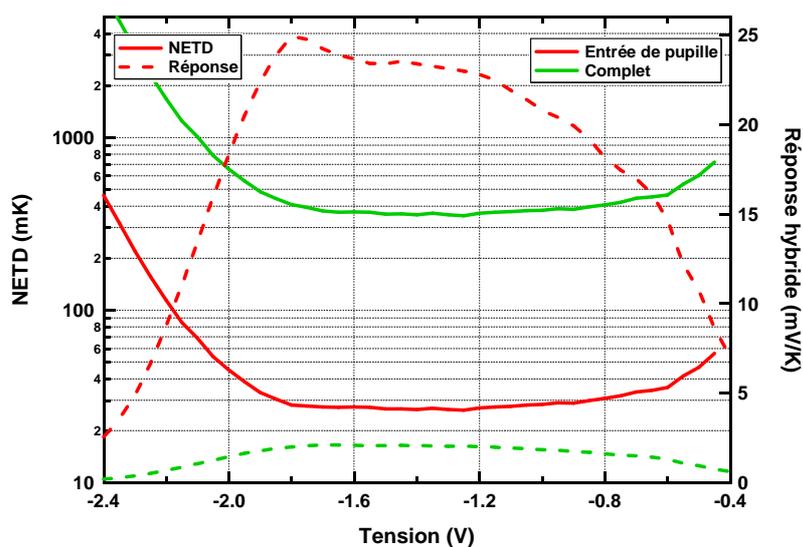


Figure 5.47 : NETD (axe de gauche) et réponse (axe de droite) pour l'hybride T653/ISC0208 (*gain 4*) calculé à 80 K pour des conditions opérationnelles en entrée de pupille ou complètes (scène à 5 km, bruit additionnel, etc.)

Les estimations de performances présentées jusqu'à présent ont été faites en entrée de pupille. Dans ces conditions, on ne tient pas compte du flux et du bruit parasite dus à l'environnement (*i.e.* la caméra). En revanche, les performances présentées en vert sur la figure 5.47 tiennent compte de ces effets. De plus, cette deuxième configuration de calcul prend en compte l'atténuation du signal optique due à la propagation atmosphérique (scène à 5 km de distance) et de la transmission des optiques. Bien que les caractéristiques d'un hybride soient généralement données en entrée de pupille, nous avons réalisé ces calculs afin de présenter les niveaux de performance d'un système réel basé sur le QWIP T653 hybridé sur le circuit ISC0208 en *gain 4*.

On remarque que dans des conditions opérationnelles réelles, la NETD est non pas de quelques dizaines de millidegrés comme mesuré en laboratoire, mais plutôt de l'ordre du dixième de degré. En particulier, nous observons sur la figure 5.47 que l'hybride T653/ISC0208 (*gain 4*) présente une NETD de 360 mK et une réponse hybride de 2 mV/K. Cette dégradation des performances est principalement due à l'atténuation du signal lors de sa propagation en espace libre. La transmission étant meilleure à plus courte longueur d'onde, le décalage de la longueur d'onde au pic d'absorption de $4,85$ à $4,6 \mu\text{m}$ permettrait selon nos estimations, une NETD à 228 mK (toutes choses égales par ailleurs). Ainsi, dès les premières étapes de la conception du QWIP, nous devons garder à l'esprit l'application finale afin d'optimiser les performances pour cette application est non pas pour une étape intermédiaire (*e.g.* la détectivité).

Pour conclure, nous estimons que les QWIPs MW sur GaAs ont atteint un stade de maturité où leurs performances doivent être évaluées au niveau hybride. Pour cela, nous recommandons l'hybridation de l'échantillon T653 sur le circuit de lecture ISC0208 (opéré en mode *gain 4*). Cette imageur devrait présenter des performances significativement supérieures à la précédente^[197].

Plusieurs pistes d'optimisation sont envisageables. Côté ROIC, cela passe par une réduction du bruit (cf. ROIC 4 Me⁻¹). Côté plan focal, cela nécessite une augmentation de la réponse. Pour ce faire, nous avons la possibilité d'augmenter le dopage et le nombre de périodes afin d'accroître l'absorption. Dans le premier cas, il faudra faire attention à ne pas trop réduire l'énergie d'activation, ce qui diminuerait la tension de seuil du régime de fort champ. À l'inverse, dans le second cas, il faudra surveiller que le point de polarisation reste compatible avec le ROIC. L'autre possibilité pour accroître la réponse est d'augmenter la probabilité d'émission en supprimant les couches de confinement en AlAs. Cette dernière solution n'est valable que pour une détection en bande [4,3 - 5 μm]. Par ailleurs, les stratégies d'optimisation seront différentes si l'on vise une application bispectrale MW/LW ou alors une application monospectrale en MW.

Enfin, nous rappelons que pour un corps noir à température ambiante, le flux photonique dans la bande MW baisse avec la longueur d'onde. Ainsi, à réponse égale, la détection à plus courte longueur d'onde nécessite une taille de capacité d'intégration plus faible et un gain de conversion plus fort. Or, ce type de circuit de lecture présente un bruit (en μV) plus important, ce qui dégrade les performances de l'ensemble. Ainsi, le choix d'une longueur d'onde de détection plus courte devra se justifier par d'autres arguments tels que : l'observation à longue distance (> 10 km), détection de corps chaud (>200 °C), température de fonctionnement, etc.

Conclusion de chapitre

Ce chapitre a été pour nous l'occasion de présenter un grand nombre de résultats expérimentaux, mais aussi une démarche de conception des QWIPs. En particulier, nous avons souligné le fait que dès la conception du QWIP, il faut tenir compte de son environnement aussi bien amont (*e.g.* l'épitaxie) qu'aval (*e.g.* le circuit de lecture et condition opérationnelles).

Grâce à l'utilisation de puits interdigités et de puits couplés nous avons démontré les possibilités large bande ($\Delta\sigma > 300 \text{ cm}^{-1}$) offertes par les QWIPs. Notre démarche rigoureuse lors de la conception, ainsi que la qualité des modèles numériques que nous avons utilisés, nous ont permis de réaliser des échantillons qui répondent intégralement au cahier des charges fixé au départ.

La deuxième partie de chapitre nous a également permis de discuter du couplage optique dans les QWIPs sur InP. Nous avons montré à la fois expérimentalement et théoriquement que le couplage optique dans ces structures est lié à une interaction entre l'onde de surface et le mode guidé entre la surface métallique et le substrat en InP. Par ailleurs, nous avons mis en évidence un bruit télégraphique dans ces échantillons. L'origine de ce comportement reste à déterminer.

Enfin, nous avons présenté les performances des QWIPs contraints à base de double barrière sur GaAs. Nous avons tout d'abord montré des structures qui présentent une absorption de plus de 3 % par puits. Puis, nous avons discuté des performances en configuration hybride de ces échantillons : pour un couple QWIP/ROIC optimisé, notre composant présente des performances similaires aux hybrides MCT et InSb en bande [4,2-5 μm].

CONCLUSION

Les photodétecteurs infrarouge à multipuits quantiques sont des composants pluridisciplinaires : science des matériaux nécessaire à l'épitaxie, transport électronique dans ces couches semi-conductrices, modélisation électromagnétique du couplage optique. Il est impératif de maîtriser chacune de ces composantes afin de permettre l'élargissement de la gamme spectrale accessible aux QWIPs.

Nous avons consacré le chapitre 2 de ce manuscrit à l'étude structurale et chimique des hétérostructures AlGaAs / InGaAs. Ces alliages constituent le cœur du détecteur, c'est pourquoi la maîtrise des longueurs d'onde de détection passe en premier lieu par le contrôle et donc la connaissance, de ces matériaux. Tout d'abord, nous nous sommes appuyés sur les propriétés macroscopiques des QWIPs, pour mettre en évidence l'asymétrie du profil de composition due à la ségrégation du silicium et des éléments III. Puis, nous avons implémenté un outil de modélisation de ces échanges verticaux lors de la croissance. Cet outil nous permet de rendre compte du *blue-shift* de la longueur d'onde d'absorption avec la réduction de la température de croissance, ainsi que de l'asymétrie des caractéristiques courant-tension.

Dans l'objectif de réaliser des QWIPs sur GaAs dans la gamme 3 - 5 μm , il est impératif de maîtriser les hétérostructures contraintes à double barrière. En effet, l'emploi cumulé d'indium et de couches de confinement subnanométriques rendent ces détecteurs particulièrement sensibles à leur environnement. Ainsi, nous avons mené une campagne complète de caractérisation de ces structures. La microscopie électronique en transmission nous a permis de mettre en évidence l'absence de tout défaut cristallin au sein des détecteurs contraints et ce malgré le fait que certaines couches dépassent la limite pseudomorphique prévue par le modèle standard. En parallèle, l'utilisation croisée de plusieurs outils et méthodes d'analyse nous a donné accès au profil de composition chimique. Nous avons montré qu'une température de 450 °C conduit à un bon contrôle des *oreilles*, leur épaisseur est proche de la valeur nominale (2 mono-couches), en revanche leur composition effective est de 50-70 % d'aluminium, contre 100 % nominale. En ce qui concerne l'indium, nous avons observé un processus de "symétrisation" de sa distribution dans le puits avec la réduction de la température de croissance. À partir de 450 °C, la structure est quasi-symétrique et l'indium au centre du puits atteint sa composition nominale. Ces informations nous ont permis d'optimiser la modélisation électro-optique de ces composants.

Les chapitres 3 et 4 sont consacrés à l'étude des différents régimes de transport électronique dans les QWIPs : régime tunnel séquentiel résonant, régime de fort champ, régime thermoionique et régime optique. Bien que les différents modes de transport soient observables sur l'ensemble des échantillons, certains d'entre eux ne sont dominants que pour quelques applications spécifiques. C'est en particulier le cas du courant tunnel séquentiel résonant qui devient limitant pour des applications d'imagerie faible flux (observation d'objets froids en orbite) et/ou à très basse température (téléscope terrestre pour l'astrophysique). Une étude expérimentale nous a permis de présenter des mesures originales de réponse et de bruit en régime tunnel séquentiel résonant. À partir de ces observations, nous avons mis en évidence

des effets de cohérence des états électroniques sur plus d'une période, ainsi que l'influence de la configuration du champ électromagnétique et des états d'impuretés ionisées, sur la réponse spectrale. Par ailleurs, l'étude de ce régime de transport nous a permis de proposer et de valider une expression universelle du courant tunnel résonant. A faible dopage, le courant tunnel résonant varie linéairement avec la densité de porteurs libres dans les puits, tandis qu'à fort dopage, le courant tunnel résonant entre états fondamentaux sature. De surcroît, cette expression nous permet de prévoir quantitativement le niveau de courant du plateau tunnel pour des QWIPs de 3 à 20 μm .

Au-delà d'une tension seuil, le régime de fort champ devient le mode de transport électronique dominant dans la couche active. Dans un premier temps, nous avons pris soin de présenter les caractéristiques électro-optiques expérimentales associées à ce régime de transport. Puis, nous avons discuté de l'adéquation entre ces données et les deux interprétations proposées par la littérature (courant tunnel direct et ionisation par impact). En l'état actuel, nous n'avons pas pu conclure sur l'une ou l'autre des interprétations. Toutefois, cette étude a permis d'interpréter plusieurs aspects (oscillations, tension de coude, non-activation thermique à basse température) de ce régime de transport sous fort champ.

L'étude des régimes thermoionique et optique nous a amenés à étendre le modèle photoémissif standard du transport électronique. Lors de sa présentation, nous avons particulièrement fait attention à détailler les différentes hypothèses, ce qui nous a permis d'identifier les limitations du modèle et donc de fixer clairement le domaine d'utilisation de ce dernier. Bien que l'accord quantitatif avec les données expérimentales ne soit pas toujours excellent, la robustesse du modèle photoémissif permet de disposer d'un outil de simulation numérique utilisable pour un grand nombre de structures QWIP. En particulier, nous avons montré que ce modèle est capable de rendre compte des comportements atypiques observés sur les structures inhomogènes. C'est pourquoi cet outil devrait s'avérer une aide précieuse pour l'optimisation des QWIPs non uniformes. Enfin, une des retombées majeures de la mise en place du modèle photoémissif a été l'interprétation, la modélisation et désormais l'anticipation des transferts de charges dans les structures interdigitées.

Dans la dernière partie du manuscrit, nous avons montré que la maîtrise des différentes étapes de conception et de fabrication nous permet de réaliser des détecteurs qui répondent parfaitement à un cahier des charges fixé par les applications. Ainsi, nous avons pu réaliser pour les besoins d'un programme d'observation de la Terre, un QWIP entre 10,5 et 12,3 μm . Ce composant constitue aujourd'hui l'état de l'art des QWIPs détectant dans cette bande spectrale. Nous avons ensuite participé à un ambitieux programme d'étude pour des spectro-imageurs entre 11 et 15 μm . Ce projet nous a donné l'occasion de démontrer les capacités de détection large bande des QWIPs ($\Delta\sigma > 300 \text{ cm}^{-1}$). Pour ce faire, nous avons suivi deux approches : l'une basée sur une structure interdigitée et l'autre basée sur une couche à puits couplés. Malgré la complexité de conception des couches interdigitées, nous avons pu obtenir une détection large bande, dont le gabarit spectral est indépendant de la température de fonctionnement. La deuxième approche nous a également permis d'obtenir une détection large bande comprise à mi-hauteur entre 10,5 et 15,5 μm . Par ailleurs, grâce au modèle de transport diffusif implémenté au sein du programme METIS, nous avons pu interpréter l'évolution en tension du gabarit spectral de cette structure à puits couplés.

Enfin, un point important de cette thèse concerne l'étude des QWIPs en bande II. Bien que les priorités internes à Thales aient quelque peu freiné cette étude, nous avons obtenu des résultats prometteurs aussi bien sur GaAs que sur InP. En particulier, nous avons montré le fort couplage entre l'onde de surface du réseau et le mode guidé dans la couche active des structures sur InP. Puis, nous avons proposé une configuration qui permet d'optimiser le recouvrement entre le mode optique et les puits quantiques. Les QWIPs MW sur GaAs étant à un stade de maturité plus avancé, nous nous sommes concentrés dans ce manuscrit sur l'aspect performances de ces détecteurs. Il en ressort que pour un couple QWIP / ROIC optimisé, la NETD est de 20 mK pour des conditions opérationnelles standard, ce qui place le QWIP en concurrence directe avec les autres technologies quantiques de détection infrarouge.

Pour conclure, nous estimons que ce travail de thèse a permis d'accroître la connaissance et donc la maîtrise du transport électronique dans les QWIPs. Dans ce cadre, nous avons activement contribué au développement du programme de simulation METIS. Nous avons aussi mené une étude structurale et chimique qui a permis d'accroître significativement notre connaissance de la composition des couches contraintes à double barrière. Par ailleurs, cette thèse a donné lieu à la conception de nombreux QWIPs - pas forcément mentionnés dans ce manuscrit - dans le cadre de projets internes à Thales, de contrats ou encore de programmes d'études européens.

L'objectif de cette thèse a été d'élargir la gamme spectrale accessible aux QWIPs, ce que nous avons fait en sécurisant d'une part la maîtrise de la bande [4,3 - 5 μm] et en l'étendant vers la bande [3 - 4,2 μm]. D'autre part, nous nous sommes assurés du contrôle des faibles énergies avec la conception et l'étude de plusieurs composants en bandes LW et VLW. En particulier, les structures large bande [10,5 - 12,3 μm] et [10,5 - 15,5 μm] ont démontré le potentiel des QWIPs pour les programmes spatiaux. Au-delà de ces démonstrations, nous avons pu montrer tout au long de ce manuscrit que le QWIP est un composant multi-physique, multi-technologie, mais aussi multi-applications. Cette malléabilité en fait sa force, à condition toutefois d'en maîtriser chacune des composantes.

Concernant la poursuite de ce travail de thèse, nous estimons qu'il est essentiel de continuer l'étude des QWIPs sur InP. Que ce soit du point de vue optique ou électronique, ces structures présentent plusieurs axes d'étude qui devraient permettre d'obtenir de meilleurs détecteurs MW. En ce qui concerne les QWIPs LW, la piste principale d'optimisation concerne l'utilisation de structures non-uniformes, ce qui nécessitera une profonde réflexion sur l'agencement de cette non-uniformité. Du côté modélisation, l'énigme du régime de fort champ doit encore être résolue. Nous estimons pour cela que l'analyse du bruit devrait être l'axe d'étude privilégié. Enfin, nous considérons qu'il faut continuer à développer le modèle diffusif, afin de permettre la simulation des structures complexes telles que les puits quantiques couplés. Le modèle photoémissif devrait quant à lui permettre les études paramétriques sur les structures QWIP inhomogènes.

ANNEXE

6.1 ANNEXE A : DESCRIPTION DES ECHANTILLONS

Cette première annexe est consacrée à la description de chacune des couches actives utilisées au cours ce manuscrit. Chaque échantillon est présenté dans un tableau dont la première colonne donne la composition, la deuxième le dopage, la troisième l'épaisseur et enfin la quatrième colonne donne le nombre de périodes.

Nous présentons généralement les valeurs de composition et d'épaisseur nominales, sauf pour certains échantillons ou nous avons effectué une mesure de ces dernières par Double Diffraction X (DDX). Les valeurs de dopage sont toujours les quantités nominales. Les couches non intentionnellement dopé sont indiquées par le sigle NID.

TRT570			
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	X 5
$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	NID	300 Å	
GaAs	NID	5 Å	
$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	$1.10^{12} \text{ cm}^{-2}$	25 Å	
GaAs	NID	5 Å	
$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	NID	300 Å	
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	
substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer			

Commentaires : $T_s@500 \text{ }^\circ\text{C}$

TRT573			
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	X 5
$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	NID	300 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
GaAs	NID	8 Å	
$\text{In}_{0,75}\text{Ga}_{0,25}\text{As}$	NID	2,8 Å	
$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	34 Å	
GaAs	NID	8 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	NID	300 Å	
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	
buffer + substrat GaAs 3" semi-isolant			

Commentaires : $T_s@500 \text{ }^\circ\text{C}$

ART332

GaAs	NID	500 Å	X 40
Al _{0,28} Ga _{0,72} As	NID	284 Å	
GaAs	2.10 ¹¹ cm ⁻²	48 Å	
Al _{0,28} Ga _{0,72} As	NID	284 Å	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@550 °C / couche sans contacts**ART540**

GaAs	NID	500 Å	X 10
Al _{0,35} Ga _{0,65} As	NID	300 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
GaAs	NID	5 Å	
In _{0,15} Ga _{0,85} As	1.10 ¹² cm ⁻²	40 Å	
GaAs	NID	5 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
Al _{0,35} Ga _{0,65} As	NID	300 Å	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@500 °C / couche sans contacts**ART542**

GaAs	NID	500 Å	X 10
Al _{0,35} Ga _{0,65} As	NID	300 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
GaAs	NID	5 Å	
In _{0,15} Ga _{0,85} As	1.10 ¹² cm ⁻²	40 Å	
GaAs	NID	5 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
Al _{0,35} Ga _{0,65} As	NID	300 Å	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@450 °C / couche sans contacts

ART549

GaAs	NID	500 Å	X 10
Al _{0,35} Ga _{0,65} As	NID	300 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
GaAs	NID	5 Å	
In _{0,15} Ga _{0,85} As	1.10 ¹² cm ⁻²	40 Å	
GaAs	NID	5 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
Al _{0,35} Ga _{0,65} As	NID	300 Å	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : T_s@400 °C / couche sans contacts**ART1018**

In _{0,53} Ga _{0,47} As	5.10 ¹⁸ cm ⁻³	6500 Å	X 20
Al _{0,48} In _{0,52} As	NID	250 Å	
In _{0,53} Ga _{0,47} As	1.10 ¹² cm ⁻²	35 Å	
Al _{0,48} In _{0,52} As	NID	250 Å	
In _{0,53} Ga _{0,47} As	5.10 ¹⁸ cm ⁻³	3500 Å	

substrat InP 2" dopé 1.10¹⁷ cm⁻³ + buffer*Commentaires :* T_s@500 °C / Substrat en InP**T106**

GaAs	1.10 ¹⁸ cm ⁻³	-	X 40
GaAs	NID	200 Å	
Al _{0,262} Ga _{0,738} As	NID	152 Å	
GaAs	2.10 ¹¹ cm ⁻²	49 Å	
Al _{0,262} Ga _{0,738} As	NID	152 Å	
GaAs	NID	200 Å	
GaAs	1.10 ¹⁸ cm ⁻³	-	
GaAs	NID	200 Å	

substrat GaAs 2" semi-isolant + buffer

Commentaires : T_s@550 °C / Epaisseurs et compositions mesurées par DDX

T107

GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	X 40
GaAs	NID	200 Å	
$\text{Al}_{0,257}\text{Ga}_{0,743}\text{As}$	NID	196 Å	
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	48 Å	
$\text{Al}_{0,257}\text{Ga}_{0,743}\text{As}$	NID	196 Å	
GaAs	NID	200 Å	
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 2" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@550 °C / Epaisseurs et compositions mesurées par DDX**T108**

GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	X 40
GaAs	NID	200 Å	
$\text{Al}_{0,259}\text{Ga}_{0,741}\text{As}$	NID	245 Å	
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	48 Å	
$\text{Al}_{0,259}\text{Ga}_{0,741}\text{As}$	NID	245 Å	
GaAs	NID	200 Å	
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 2" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@550 °C / Epaisseurs et compositions mesurées par DDX

T180

GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	
$\text{Al}_{0,125}\text{Ga}_{0,875}\text{As}$	NID	400 Å	X 40
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	80,5 Å	
$\text{Al}_{0,125}\text{Ga}_{0,875}\text{As}$	NID	400 Å	
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 2" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@550 °C / Epaisseurs et compositions mesurées par DDX**T181**

GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	
$\text{Al}_{0,125}\text{Ga}_{0,875}\text{As}$	NID	393 Å	X 40
GaAs	$4.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	79,2 Å	
$\text{Al}_{0,125}\text{Ga}_{0,875}\text{As}$	NID	393 Å	
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 2" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@550 °C / Epaisseurs et compositions mesurées par DDX**T207**

GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	
$\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$	NID	200 Å	X 10
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	58 Å	
$\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$	NID	200 Å	
$\text{Al}_{0,27}\text{Ga}_{0,73}\text{As}$	NID	200 Å	
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	50 Å	
$\text{Al}_{0,27}\text{Ga}_{0,73}\text{As}$	NID	200 Å	
$\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$	NID	200 Å	
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@550 °C

T214

GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	X 10
$\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{As}$	NID	340 Å	
$\text{Al}_{0,03}\text{Ga}_{0,97}\text{As}$	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	55 Å	
$\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{As}$	NID	340 Å	
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	49 Å	
$\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{As}$	NID	340 Å	
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@550 °C**T353**

GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	X 25
$\text{Al}_{0,263}\text{Ga}_{0,737}\text{As}$	NID	270 Å	
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	49 Å	
$\text{Al}_{0,263}\text{Ga}_{0,737}\text{As}$	NID	270 Å	
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@550 °C**T360**

GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	X 5
$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	NID	300 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
GaAs	NID	5 Å	
$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	$1.10^{12} \text{ cm}^{-2}$	30 Å	
GaAs	NID	5 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	NID	300 Å	
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@500 °C

T409

GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	
$\text{Al}_{0,268}\text{Ga}_{0,732}\text{As}$	NID	300 Å	X 30
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	49 Å	
$\text{Al}_{0,268}\text{Ga}_{0,732}\text{As}$	NID	300 Å	
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : $T_s@550 \text{ °C}$ / Epaisseurs et compositions mesurées par DDX

T471

GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	
$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	NID	300 Å	X 5
AlAs	NID	5,4 Å	
GaAs	NID	8 Å	
$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	$1.10^{12} \text{ cm}^{-2}$	34 Å	
GaAs	NID	8 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	NID	300 Å	
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : $T_s@500 \text{ °C}$

T472

GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	
$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	NID	300 Å	X 10
AlAs	NID	5,4 Å	
GaAs	NID	5 Å	
$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	$1.10^{12} \text{ cm}^{-2}$	30 Å	
GaAs	NID	5 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	NID	300 Å	
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : $T_s@400 \text{ °C}$

T476

GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	X 13
$\text{Al}_{0,246}\text{Ga}_{0,754}\text{As}$	NID	300 Å	
$\text{In}_{0,028}\text{Ga}_{0,972}\text{As}$	$1,2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	51 Å	
$\text{Al}_{0,246}\text{Ga}_{0,754}\text{As}$	NID	300 Å	
GaAs	$1,7.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	54 Å	
$\text{Al}_{0,246}\text{Ga}_{0,754}\text{As}$	NID	300 Å	
GaAs	NID	7,5 Å	
$\text{Al}_{0,246}\text{Ga}_{0,754}\text{As}$	NID	10 Å	
GaAs	$3,5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	37 Å	
$\text{Al}_{0,246}\text{Ga}_{0,754}\text{As}$	NID	10 Å	
GaAs	NID	7,5 Å	
$\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{As}$	NID	300 Å	
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@550 °C

T511

GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	X 60
$\text{Al}_{0,152}\text{Ga}_{0,848}\text{As}$	NID	340 Å	
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	71,9 Å	
$\text{Al}_{0,152}\text{Ga}_{0,848}\text{As}$	NID	340 Å	
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@550 °C / Epaisseurs et compositions mesurées par DDX

T513

GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	X 60
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	340 Å	
GaAs	$1.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	72,6 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	340 Å	
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@550 °C / Epaisseurs et compositions mesurées par DDX

T525			
In _{0,53} Ga _{0,47} As	1.10 ¹⁸ cm ⁻³	7500 Å	X 10
Al _{0,48} In _{0,52} As	NID	200 Å	
In _{0,53} Ga _{0,47} As	1.10 ¹² cm ⁻²	35 Å	X 10
Al _{0,48} In _{0,52} As	NID	200 Å	
In _{0,53} Ga _{0,47} As	1.10 ¹⁸ cm ⁻³	15500 Å	
substrat InP 2" dopé 1.10 ¹⁷ cm ⁻³ + buffer			
Commentaires : Ts@500 °C / Substrat en InP			

T551			
In _{0,53} Ga _{0,47} As	1.10 ¹⁸ cm ⁻³	7500 Å	X 10
Al _{0,48} In _{0,52} As	NID	200 Å	
In _{0,59} Ga _{0,47} As	1.10 ¹² cm ⁻²	35 Å	X 10
Al _{0,48} In _{0,52} As	NID	200 Å	
In _{0,53} Ga _{0,47} As	1.10 ¹⁸ cm ⁻³	15500 Å	
substrat InP 2" dopé 1.10 ¹⁷ cm ⁻³ + buffer			
Commentaires : Ts@500 °C / Substrat en InP			

T603				
GaAs	1.10 ¹⁸ cm ⁻³	-	X 13	
Al _{0,173} Ga _{0,267} As	NID	340 Å		
In _{0,025} Ga _{0,975} As	5,5.10 ¹¹ cm ⁻²	59 Å		
Al _{0,173} Ga _{0,267} As	NID	340 Å		
GaAs	3,6.10 ¹¹ cm ⁻²	63 Å		
Al _{0,173} Ga _{0,267} As	NID	340 Å		
GaAs	3,2.10 ¹¹ cm ⁻²	63 Å		
Al _{0,173} Ga _{0,267} As	NID	340 Å		
In _{0,025} Ga _{0,975} As	5,5.10 ¹¹ cm ⁻²	59 Å		
Al _{0,173} Ga _{0,267} As	NID	340 Å		
GaAs	5.10 ¹⁷ cm ⁻³	-		
substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer				
Commentaires : Ts@500 °C				

T604

GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	X 13
$\text{Al}_{0,173}\text{Ga}_{0,267}\text{As}$	NID	340 Å	
$\text{In}_{0,025}\text{Ga}_{0,975}\text{As}$	$5,7.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	59 Å	
$\text{Al}_{0,173}\text{Ga}_{0,267}\text{As}$	NID	340 Å	
GaAs	$2,5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	63 Å	
$\text{Al}_{0,173}\text{Ga}_{0,267}\text{As}$	NID	340 Å	
GaAs	$1,9.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	63 Å	
$\text{Al}_{0,173}\text{Ga}_{0,267}\text{As}$	NID	340 Å	
GaAs	$2,2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	63 Å	
$\text{Al}_{0,173}\text{Ga}_{0,267}\text{As}$	NID	340 Å	
$\text{In}_{0,025}\text{Ga}_{0,975}\text{As}$	$5,7.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	59 Å	
$\text{Al}_{0,173}\text{Ga}_{0,267}\text{As}$	NID	340 Å	
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@500 °C

T606

GaAs	$3.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	X 25
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$1,5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$3.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@500 °C

T607			
GaAs	$3.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$5,5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$4,5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$3,5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$3.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$2,5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	X 3
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$1,75.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	X 3
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$1,5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	X 4
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$1,25.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	X 5
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$1.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	X 10
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$0,75.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	X 10
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$3.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : Ts@500 °C

T608			
GaAs	$3.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	280 Å	
GaAs	$5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	280 Å	X 2
GaAs	$3.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	280 Å	X 2
GaAs	$2,5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	300 Å	X 5
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	340 Å	X 10
GaAs	$1,25.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	380 Å	X 5
GaAs	$0,75.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	400 Å	X 5
GaAs	$0,75.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	420 Å	X 10
GaAs	$0,5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	420 Å	
GaAs	$3.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	
substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer			
Commentaires : Ts@500 °C			

T609			
GaAs	$3.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	290 Å	
GaAs	$4.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	290 Å	
GaAs	$3.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	290 Å	
GaAs	$2,5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	290 Å	
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	290 Å	
GaAs	$1,7.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	300 Å	X 5
GaAs	$1,4.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	310 Å	X 5
GaAs	$1,1.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	320 Å	X 5
GaAs	$0,8.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	360 Å	X 5
GaAs	$0,6.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	400 Å	X 5
GaAs	$0,5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	420 Å	X 5
GaAs	$0,4.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	440 Å	X 5
GaAs	$0,3.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	69 Å	
$\text{Al}_{0,149}\text{Ga}_{0,851}\text{As}$	NID	440 Å	
GaAs	$3.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	
substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer			
<i>Commentaires :</i>	Ts@500 °C		

T610			
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	
$\text{Al}_{0,192}\text{Ga}_{0,808}\text{As}$	NID	360 Å	X 4
GaAs	NID	9 Å	
$\text{Al}_{0,192}\text{Ga}_{0,808}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	$2,1.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	39 Å	
$\text{Al}_{0,192}\text{Ga}_{0,808}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	NID	9 Å	
$\text{Al}_{0,192}\text{Ga}_{0,808}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$5,1.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	59 Å	
$\text{Al}_{0,192}\text{Ga}_{0,808}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	NID	9 Å	
$\text{Al}_{0,192}\text{Ga}_{0,808}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	$2,1.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	39 Å	
$\text{Al}_{0,192}\text{Ga}_{0,808}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	NID	9 Å	
$\text{Al}_{0,192}\text{Ga}_{0,808}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-insolant + buffer

Commentaires : Ts@550 °C

T611			
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	
$\text{Al}_{0,159}\text{Ga}_{0,841}\text{As}$	NID	360 Å	X 4
GaAs	NID	10 Å	
$\text{Al}_{0,159}\text{Ga}_{0,841}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	44 Å	
$\text{Al}_{0,159}\text{Ga}_{0,841}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	NID	10 Å	
$\text{Al}_{0,159}\text{Ga}_{0,841}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$3,7.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	64 Å	
$\text{Al}_{0,159}\text{Ga}_{0,841}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	NID	10 Å	
$\text{Al}_{0,159}\text{Ga}_{0,841}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	$2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	44 Å	
$\text{Al}_{0,159}\text{Ga}_{0,841}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	NID	10 Å	
$\text{Al}_{0,159}\text{Ga}_{0,841}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-insolant + buffer

Commentaires : Ts@550 °C

T627			
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	360 Å	X 5
GaAs	NID	16 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	$2,1.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	21 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	NID	16 Å	X 3
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	NID	12 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	$3,1.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	32 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	X 1
GaAs	NID	12 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	NID	8 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	$6,2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	43 Å	X 2
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	NID	8 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$8.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	59,5 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	360 Å	X 2
GaAs	NID	8 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	$6,2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	43 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	NID	8 Å	X 2
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	NID	12 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	$3,1.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	32 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	X 6
GaAs	NID	12 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	NID	16 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	$2,1.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	21 Å	X 6
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	NID	16 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	
substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer			
Commentaires :	Ts@550 °C		

T628

GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	X 20
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	NID	16 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	$2,1.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	21 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	NID	16 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	70 Å	
GaAs	NID	12 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	$3,1.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	32 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	NID	12 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	65 Å	
GaAs	NID	8 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	$6,2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	43 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	5,7 Å	
GaAs	NID	8 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	60 Å	
GaAs	$8.10^{11} \text{ cm}^{-2}$	59,5 Å	
$\text{Al}_{0,189}\text{Ga}_{0,811}\text{As}$	NID	360 Å	
GaAs	$5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : $T_s@550 \text{ }^\circ\text{C}$ **T653**

GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	X 10
$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	NID	200 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
GaAs	NID	5 Å	
$\text{In}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{As}$	$1.10^{12} \text{ cm}^{-2}$	38 Å	
GaAs	NID	5 Å	
AlAs	NID	5,4 Å	
$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	NID	200 Å	
GaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-	

substrat GaAs 3" semi-isolant + buffer

Commentaires : $T_s@450 \text{ }^\circ\text{C}$

6.2 ANNEXE B : MICROSCOPIE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION

6.2.1 LA MICROSCOPIE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION CONVENTIONNELLE

Le développement des microscopes électroniques à partir de 1931^[89] a été motivé par la résolution spatiale théorique de ces systèmes d'imagerie. Cette résolution est formalisée par le critère de Rayleigh ($r_{RAY}=0,61.\lambda.\sin(\alpha)^{-1}$; α étant le demi-angle de collection) dans le cas d'un éclairage incohérent. Le critère de Rayleigh est proportionnel à la longueur d'onde du rayonnement d'observation. Ainsi, l'utilisation d'un faisceau d'électrons accéléré sous 200 kV (0,695 fois la vitesse de la lumière) équivaut à un rayonnement à 2,51 pm, ce qui entraîne des résolutions ultimes. Cependant, la présence d'aberrations dans le système de formation de l'image, notamment l'aberration sphérique ($r_s=C_s.\alpha^3$; C_s est le coefficient d'aberration sphérique) limite les valeurs d'angle de collection et donc la résolution totale ($r_{TOT}=(r_{RAY}^2+r_s^2)^{1/2}$). De plus, d'autres effets, tels que l'aberration chromatique, doivent être pris en compte pour déterminer la résolution effective du TEM. Au cours de cette thèse, nous avons utilisé le microscope conventionnel Akashi TOPCON EM-002B^[90] en configuration UHR (Ultra-High Resolution); sa résolution effective est de 180 pm.

La première section est consacrée aux interactions entre le faisceau d'électrons et l'échantillon, puis, dans un deuxième temps, nous détaillerons l'instrument et la préparation des échantillons, avant de finir cette partie en décrivant les différents modes d'imagerie utilisés.

6.2.1.1 INTERACTION RAYONNEMENT-MATIERE

Les interactions électron – matière sont très fortes, beaucoup plus importantes que pour les rayons X^[91]. Cette différence provient du fait que l'énergie transportée par les électrons est cinétique, donc non quantifiée, ce qui augmente considérablement la section efficace d'interaction. Ces interactions induisent une faible capacité de pénétration des électrons dans la matière, ce qui impose l'utilisation de lames minces (< 100 nm) afin de récupérer suffisamment d'électrons sur la face de sortie de l'échantillon. Généralement, on classe ces interactions entre interactions inélastiques et interactions élastiques. La figure 6.1 présente les principales interactions entre le faisceau d'électrons et une lame mince.

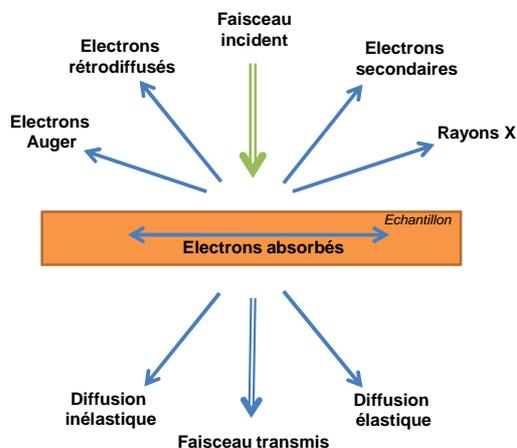


Figure 6.1 : Principales interactions des électrons avec une lame mince

Les interactions inélastiques concernent des distances d'interaction du même ordre de grandeur que le rayon de l'atome concerné. Dans ce cas, l'interaction s'effectue majoritairement avec le nuage électronique. Au cours de ces interactions électron-électron, les transferts d'énergie peuvent être importants et il y a modification du vecteur d'onde et de l'amplitude de l'onde. En fonction de l'énergie transférée, différentes interactions électron-matière se produisent. Pour de faibles transferts ($\Delta E < 50-100$ eV, gamme d'énergie dite *low loss*) il y a des excitations individuelles (transitions interbandes) ou des excitations collectives (plasmons) et pour des énergies plus grandes ($\Delta E > 50-100$ eV, gamme d'énergie dite *core loss*) les électrons incidents vont exciter les niveaux atomiques profonds. Les électrons qui sont éjectés de l'atome sont appelés électrons secondaires. Les pertes énergétiques subies par les électrons sont exploitées en spectrométrie de perte d'énergie. L'atome excité retourne ensuite dans son état fondamental par émission de rayon X ou d'électrons Auger. En plus de ces phénomènes d'ionisation et de relaxation, il existe une conversion directe de l'énergie cinétique des électrons incidents en rayon X par freinage des électrons dans la matière.

En fonction de l'atome considéré et de l'angle de diffusion, la diffusion peut être dominée par des processus inélastiques ou élastiques. Généralement on considère que la diffusion inélastique domine la diffusion élastique pour des atomes de numéro atomique (Z) inférieur à 20^[92]. En outre, en première approximation^[91] la section efficace de diffusion inélastique varie comme Z alors que celle associée aux diffusions élastiques varie comme Z^2 . Finalement, la différence essentielle entre les processus inélastiques et élastiques est que ces derniers conservent la cohérence de phase de l'onde diffusée. Cela nous permet d'observer des phénomènes d'interférences entre les ondes, en particulier la diffraction par les cristaux.

DIFFUSION PAR UN CRISTAL

Un cristal est constitué d'atomes repartis périodiquement sur les nœuds d'un réseau. Celui-ci est défini par sa maille élémentaire qui contient les vecteurs de base $\{\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}\}$ selon les rangées [100], [010] et [001]. En raison de la périodicité, on observe une diffusion intense dans des directions discrètes : la diffraction. Pour qu'il y ait diffraction d'une onde dans une direction donnée, il faut que tous les nœuds du réseau diffusent les électrons en phase dans cette direction. Cette condition de diffraction peut s'exprimer de plusieurs manières : condition de Bragg, sphère d'Ewald ou alors par la méthode des perturbations^[91,93]. Pour exprimer la condition de diffraction, nous allons suivre la méthode de Laüe.

Si on raisonne selon la rangée [100], comme présentée sur la figure 6.2, la différence de marche entre deux nœuds successifs est $\delta = HO + OK = a \cdot (\cos(\alpha) - \cos(\alpha_0)) = a \cdot (\lambda \cdot k - \lambda \cdot k_0) = \lambda \cdot \mathbf{a} \cdot \mathbf{R}$, avec \mathbf{R} le vecteur de diffusion. La condition de diffraction étant $\delta = u \cdot \lambda$ avec u entier, elle s'écrit donc $\mathbf{a} \cdot \mathbf{R} = u$. On obtient des relations équivalentes selon les deux autres rangées, ce qui nous permet d'exprimer les conditions de Laüe :

$$\begin{aligned} \mathbf{a} \cdot \mathbf{R} &= u \\ \mathbf{b} \cdot \mathbf{R} &= v \\ \mathbf{c} \cdot \mathbf{R} &= w \end{aligned} \tag{6.1}$$

Or, il existe une famille de vecteurs bien connue qui vérifie la relation (6.1), ce sont les vecteurs \mathbf{g} du réseau réciproque. Ils sont définis par $\mathbf{g} = h \cdot \mathbf{a}^* + k \cdot \mathbf{b}^* + l \cdot \mathbf{c}^*$, avec $\{\mathbf{a}^*, \mathbf{b}^*, \mathbf{c}^*\}$ les vecteurs de base du

réseau réciproque et h, k et l des entiers. Ainsi, la condition de diffraction se ré-exprime comme $\mathbf{R}=\mathbf{k}-\mathbf{k}_0=\mathbf{g}$.

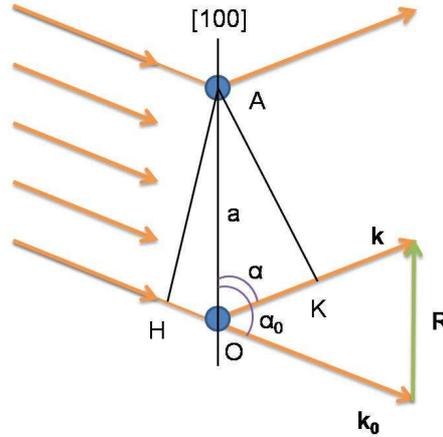


Figure 6.2 : Condition de diffraction par un réseau à une dimension

Par construction géométrique nous venons de voir que seuls les vecteurs du réseau réciproque remplissent les conditions de diffraction. Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter le cas général de la diffusion des électrons rapides par un atome, puis l’approximation cinématique qui permet d’exprimer les amplitudes diffractées sur chacun des ordres hkl du réseau réciproque.

Dans un premier temps, nous considérons le cas général de la diffusion d’une onde plane par un potentiel électrostatique $V(\mathbf{r})$ en tout point \mathbf{r} de l’atome. On exprime le facteur de diffusion atomique comme^[94] :

$$f(\mathbf{R}) = \frac{m \cdot e}{2 \cdot \pi \cdot \hbar^2} \cdot \int_{\text{atome}} V(\mathbf{r}) \cdot \Psi(\mathbf{r}) \cdot \exp(2 \cdot \pi \cdot i \cdot \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} \tag{6.2}$$

avec $\Psi(\mathbf{r})$ amplitude de l’onde au point d’observation \mathbf{r} . Si l’interaction entre le centre diffuseur et l’onde incidente est suffisamment faible pour que l’intensité de l’onde diffusée reste négligeable devant l’onde incidente, on se retrouve dans le cadre de l’approximation de Born. C’est le cas en microscopie électronique, car le potentiel d’accélération est très supérieur au potentiel interne qui est de quelques électrons-volt. Ce qui nous permet de réécrire le facteur de diffusion atomique comme :

$$f(\mathbf{R}) = \frac{m \cdot e}{2 \cdot \pi \cdot \hbar^2} \cdot \int_{\text{atome}} V(\mathbf{r}) \cdot \exp(2 \cdot \pi \cdot i \cdot \mathbf{R} \cdot \mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} \tag{6.3}$$

Ainsi, l’amplitude d’un faisceau d’électrons, diffusé dans une direction, est proportionnelle à la transformée de Fourier du potentiel électrique en tout point de l’atome. Le potentiel électrique en un point est lui-même la somme des potentiels produits par les charges négatives $-e$ des électrons et la charge positive $+Ze$ du noyau. C’est pourquoi on peut réécrire l’équation (6.3) en faisant apparaître la diffusion par le noyau (Z) et la diffusion par le nuage électronique (f_x) :

$$f(\theta) = \frac{e}{4 \cdot \sin^2(\theta)} \cdot \frac{1}{E_0} \cdot [Z - f_x(\theta)] \tag{6.4}$$

où E_0 est l'énergie des électrons incidents et θ le demi-angle de diffusion entre \mathbf{k} et \mathbf{k}_0 ($|\mathbf{R}| \cdot \lambda = 2 \cdot \sin(\theta)$). On peut relier le facteur de diffusion atomique à la section efficace de diffusion différentielle $d\sigma/d\Omega$ qui détermine la distribution angulaire du processus de diffusion par la relation suivante :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (6.5)$$

où Ω est l'angle solide de diffusion et $\sigma(\theta)$ la section efficace de diffusion qui représente la probabilité d'interaction d'un électron avec un atome. Cette dernière relation associée à l'expression (6.4) nous permet de retrouver la dépendance en Z^2 de la section efficace de diffusion élastique énoncée précédemment. D'après la relation (6.4), la section efficace devient infinie pour un angle de diffusion nul, ce qui n'a pas de signification physique. Cette divergence provient du fait que cette relation est une approximation qui nous donne l'allure générale du facteur de diffusion atomique. La figure 6.3 présente le résultat du calcul complet^[95] de $f(\theta)$ pour les éléments qui nous intéressent. L'efficacité de la diffusion décroît avec l'angle et augmente avec Z . De plus, on remarque que les facteurs de diffusion du gallium et de l'arsenic sont quasiment identiques.

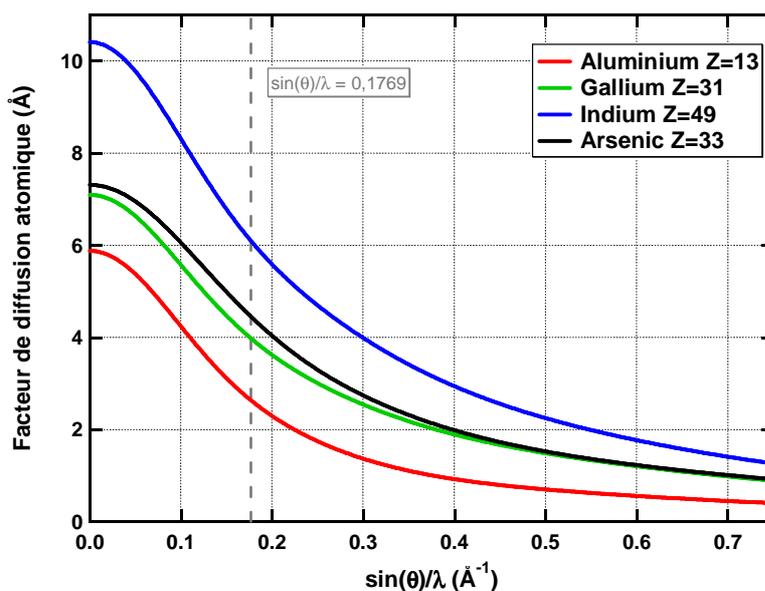


Figure 6.3 : Facteur de diffusion atomique en fonction de l'angle (issu de la référence [95]) ; le trait pointillé vertical correspond à l'angle de la réflexion 200

Intéressons-nous maintenant à l'approximation cinématique. Elle repose sur les hypothèses suivantes :

- l'amplitude incidente est la même pour toutes les mailles du cristal, l'absorption étant négligeable ;
- l'onde diffusée n'est pas rediffusée par le cristal, il n'y a pas de diffusion secondaire ;
- l'onde incidente et l'onde diffusée n'ont pas d'interaction mutuelle.

Dans ces conditions, une onde plane arrivant sur le cristal va donner une amplitude complexe diffractée $G(\mathbf{R})$ dans la direction \mathbf{R} qui s'exprime comme :

$$G(\mathbf{R}) = \sum_j^{\text{atomes}} f_j(|\mathbf{R}|) \cdot \exp(-2 \cdot \pi \cdot i \cdot \mathbf{r}_j \cdot \mathbf{R}) \quad (6.6)$$

Les vecteurs \mathbf{r}_j représentent la position des atomes dans l'échantillon. La contribution totale du cristal peut se décomposer en deux termes, le facteur de structure $F(\mathbf{R})$ et le facteur de forme $L(\mathbf{R})$. Le premier est une somme qui ne porte que sur les atomes d'une maille élémentaire placée à l'origine. Un atome de la maille est repéré par le vecteur $\mathbf{r}_m = x_m \cdot \mathbf{a} + y_m \cdot \mathbf{b} + z_m \cdot \mathbf{c}$ où x_m , y_m et z_m sont des nombres inférieurs ou égaux à un. Le facteur de structure peut être mis en facteur puisqu'il intervient de manière identique pour chacune des mailles translatées par rapport à l'origine. Le second terme porte sur la contribution de toutes les mailles élémentaires (le réseau), chacune d'elles étant repérée par le vecteur $\mathbf{r}_n = u_n \cdot \mathbf{a} + v_n \cdot \mathbf{b} + w_n \cdot \mathbf{c}$ où u_n , v_n et w_n sont des entiers. L'amplitude diffractée s'écrit alors :

$$G(\mathbf{R}) = F(\mathbf{R}) \cdot L(\mathbf{R}) = \sum_m^{\text{maille}} f_m(|\mathbf{R}|) \cdot \exp(-2 \cdot \pi \cdot i \cdot \mathbf{r}_m \cdot \mathbf{R}) \cdot \sum_n^{\text{réseau}} \exp(-2 \cdot \pi \cdot i \cdot \mathbf{r}_n \cdot \mathbf{R}) \quad (6.7)$$

L'intensité totale diffractée est égale au carré du module de l'amplitude diffractée :

$$I(\mathbf{R}) = |G(\mathbf{R})|^2 = |F(\mathbf{R})|^2 \cdot |L(\mathbf{R})|^2 \quad (6.8)$$

Nous allons finir cette section avec quelques remarques concernant l'intensité diffractée, ainsi que les limitations de la théorie cinématique. Tout d'abord, nous allons nous intéresser à la contribution due au réseau. Si on développe son expression, on obtient la relation suivante :

$$|L(\mathbf{R})|^2 = \left| L(R_x R_y R_z) \right|^2 = \frac{\sin(\pi \cdot N_x \cdot R_x)^2}{\sin(\pi \cdot R_x)^2} \cdot \frac{\sin(\pi \cdot N_y \cdot R_y)^2}{\sin(\pi \cdot R_y)^2} \cdot \frac{\sin(\pi \cdot N_z \cdot R_z)^2}{\sin(\pi \cdot R_z)^2} \quad (6.9)$$

Les termes R_x , R_y , R_z correspondent aux coordonnées du vecteur de diffusion dans l'espace réciproque ($\mathbf{R} = R_x \cdot \mathbf{a}^* + R_y \cdot \mathbf{b}^* + R_z \cdot \mathbf{c}^*$). Les termes N_x , N_y et N_z représentent le nombre de mailles selon les axes \mathbf{a} , \mathbf{b} et \mathbf{c} . Si le cristal est infini selon les trois directions de l'espace, alors $|L(\mathbf{R})|^2$ est uniquement non nul pour les nœuds du réseau réciproque (on retrouve la condition de Laue). Or nous avons vu qu'il faut une lame mince afin de travailler en transmission avec des électrons. C'est pourquoi, la fonction s'étale le long de l'axe réciproque associé à la direction de faible épaisseur et prend la forme d'un bâtonnet d'autant plus allongé que l'épaisseur de la lame est faible. La dimension finie de l'échantillon induit un relâchement des conditions de diffraction que l'on formalise par la relation :

$$\mathbf{R} = \mathbf{g} + \mathbf{s} \quad (6.10)$$

Le relâchement des conditions de diffraction et la faible longueur d'onde des électrons nous indiquent que contrairement au rayon X où il faut orienter précisément le cristal de manière à exciter une réflexion, en TEM la figure de diffraction présentera de nombreuses réflexions. Nous allons maintenant nous intéresser au facteur de structure.

On rappelle que le GaAs adopte une structure zinc-blende avec les atomes de Ga disposés sur le réseau cubique faces centrées et les atomes de As décalés de $[1/4, 1/4, 1/4]$. Les symétries de

cette organisation entraînent des extinctions systématiques du facteur de structure pour certains points hkl . Pour le GaAs le facteur de structure est donné par^[96] :

$$F(hkl) = \left[f_{Ga} + f_{As} \cdot e^{-\frac{\pi}{2} \cdot i \cdot (h+k+l)} \right] \cdot \left[1 + e^{-\pi \cdot i \cdot (h+k)} + e^{-\pi \cdot i \cdot (h+l)} + e^{-\pi \cdot i \cdot (k+l)} \right]$$

ainsi :

$$\begin{aligned} a: F(hkl) &= 0 && \text{si } h, k, l \text{ de parités différentes} && (6.11) \\ b: F(hkl) &= 4 \cdot (f_{Ga} \pm i \cdot f_{As}) && \text{si } h, k, l \text{ tous impairs} \\ c: F(hkl) &= 4 \cdot (f_{Ga} - f_{As}) && \text{si } h, k, l \text{ tous pairs et } h+k+l = 2N \text{ avec } N \text{ impair} \\ d: F(hkl) &= 4 \cdot (f_{Ga} + f_{As}) && \text{si } h, k, l \text{ tous pairs et } h+k+l = 2N \text{ avec } N \text{ pair} \end{aligned}$$

Pour cette raison, la réflexion 100 est absente de la figure de diffraction du GaAs et la réflexion 400 est plus importante que la 200. De plus, les facteurs de diffusion du gallium et de l'indium étant quasiment égaux (cf. figure 6.3), les réflexions hkl de type c seront quasiment éteintes. La figure 6.4 présente un exemple de figure de diffraction dans l'AlGaAs.

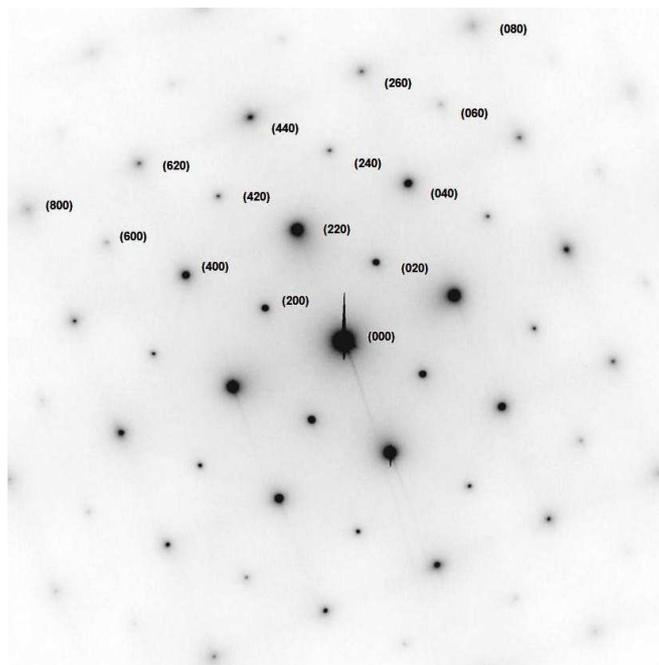


Figure 6.4 : Figure de diffraction d'une couche d'AlGaAs selon (001)

L'approche cinématique correspond à de très fortes approximations. Celles-ci sont généralement mises en défaut pour ce qui est de la diffraction des électrons, sauf dans le cas de lames très minces. On considère que la théorie cinématique est valable pour une lame d'épaisseur inférieure à un dixième de la longueur d'extinction (ξ). Pour un échantillon de GaAs observé à 200 keV, en condition de diffraction 200, la distance d'extinction est d'environ 870 nm^[96]. Néanmoins, cette théorie permet de comprendre la géométrie de la diffraction et elle peut expliquer qualitativement un certain nombre de contrastes sur les images TEM.

Pour une évaluation quantitative des contrastes, il faut avoir recours à la théorie dynamique de la diffraction des électrons rapides. Cette approche considère que les intensités diffractées ne sont pas nécessairement faibles par rapport à l'intensité incidente et qu'il existe des diffusions

multiples avec couplages des différents faisceaux. La description de cette théorie dépasse le cadre de cette thèse, c'est pourquoi elle ne sera pas présentée ici.

6.2.1.2 INSTRUMENTATION ET PREPARATION DES ECHANTILLONS

Un microscope électronique en transmission présente une grande similarité avec les microscopes photoniques traditionnels. Nous présentons figure 6.5 le schéma de principe d'un TEM et sur la figure 6.6 une vue en coupe du microscope que nous avons utilisé. Un CTEM est constitué des éléments suivants :

- Une source d'électrons qui permet de produire le faisceau d'électrons par émission thermoélectronique (ex. LaB_6) ou par émission par effet de champ (ex. C-FEG). Puis, un étage d'accélération qui permet de porter les électrons à un potentiel de plusieurs centaines de keV. Cet ensemble d'éléments constitue le canon à électrons.
- Un système de condenseur qui permet de contrôler l'illumination de l'échantillon (flux et convergence du faisceau).
- Un porte-échantillon qui contient la lame mince. Celui-ci permet un positionnement précis en translation et en rotation
- Une lentille objectif qui est la pièce maîtresse du dispositif. C'est une pièce bipolaire qui se trouve de part et d'autre de l'échantillon. La qualité de cette pièce (ses aberrations) détermine la limite la résolution du TEM.
- Un système de projection qui permet de définir à la fois le grandissement du microscope, mais aussi de choisir entre le mode imagerie ou le mode diffraction. Dans le premier cas on conjugue le plan objet des lentilles de projection avec le plan image de la lentille objectif et dans le second cas on conjugue le plan objet des lentilles de projection avec le plan focal de la lentille objectif (cf. figure 6.5).
- Un diaphragme de sélection d'aire qui permet de restreindre la zone d'observation à une petite partie de l'échantillon et un diaphragme de contraste qui permet de sélectionner le ou les ordres de diffraction utilisés pour former l'image.
- Un dispositif de visualisation (écran fluorescent, caméra CCD ou CMOS).

L'ensemble de la colonne est placé sous vide pour permettre l'émission des sources d'électrons et pour éviter toutes interactions des électrons avec de la matière en dehors de l'échantillon. Les lentilles utilisées sont des lentilles magnétiques (bobines) dont la vergence est contrôlée de façon continue par le courant dans la bobine. Les électrons subissent dans la colonne un mouvement hélicoïdal. Pour cette raison, on observe une rotation de l'image en fonction du grandissement (G).

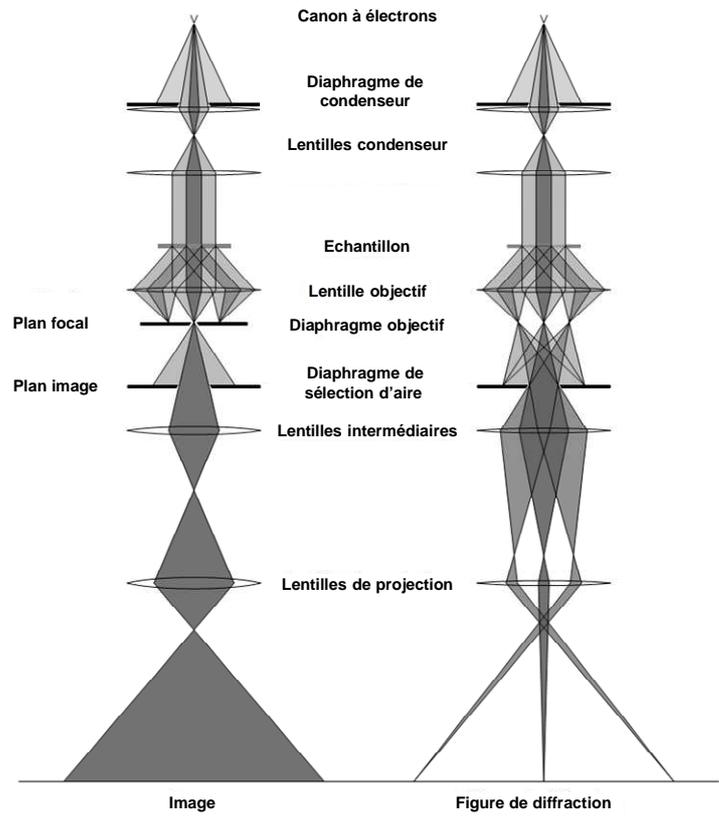


Figure 6.5 : Schéma de principe d'un TEM ; à gauche : mode diffraction, à droite : mode image. Schéma adapté de la référence [96].

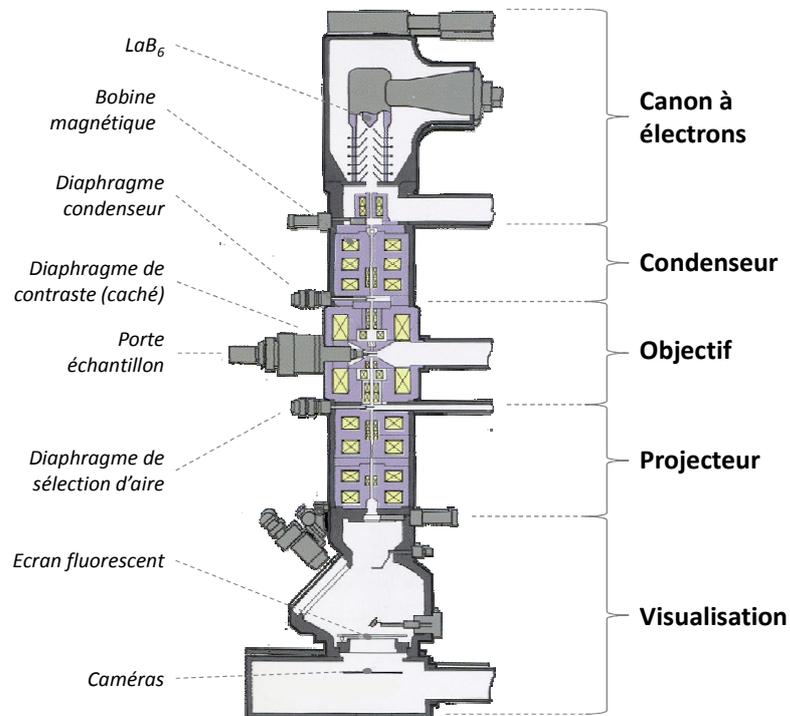


Figure 6.6 : Vue en coupe du microscope conventionnel Akashi TOPCON EM-002B^[90]

La préparation des échantillons est effectuée en trois étapes^[97] : la préparation du sandwich, le polissage mécanique et l'amincissement ionique. Nous présentons schématiquement ces étapes sur la figure 6.7.

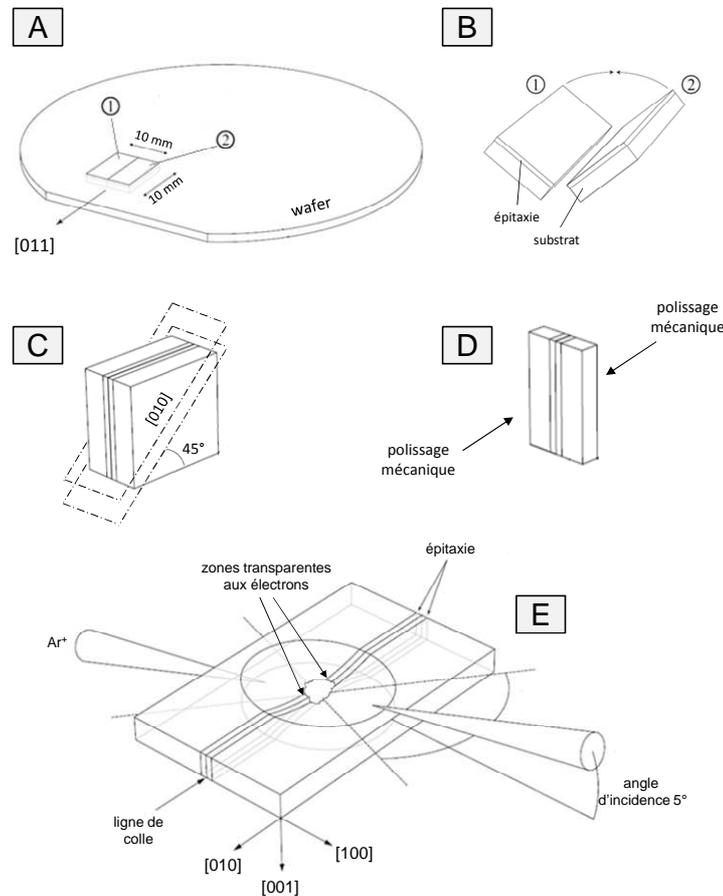


Figure 6.7 : Description schématique des étapes de préparation d'une lame TEM. Schéma adapté de la référence [96].

La technique du sandwich est une préparation préalable qui permet de protéger la surface d'un matériau pour l'obtention d'une section transverse. Elle permet aussi de doubler la quantité de matériau observable sur le même échantillon. À partir du substrat épitaxié, on clive deux morceaux (repère A) que l'on va empiler et coller face contre face (repère B) par une résine polymère (ligne de colle). Puis par l'intermédiaire d'une scie à fil diamanté, on vient découper des parallélépipèdes (typiquement $2,5 \times 1 \times 0,5 \text{ mm}^3$) selon les plans (100) (repère C).

La deuxième étape consiste à réduire l'épaisseur de l'échantillon par polissage mécanique (repère D). Le parallélépipède est placé sur un support spécifique (le tripod) qui permet de garder les faces parallèles lors de l'amincissement. Pour polir, on utilise des disques diamantés en passant progressivement d'une taille de grain de 15 à $1 \mu\text{m}$. Au sortir du polissage l'échantillon a un aspect miroir et a typiquement pour dimension $2,5 \times 1 \times 0,040 \text{ mm}^3$.

La dernière étape permet d'obtenir un amincissement jusqu'à transparence aux électrons (repère E). Elle consiste à faire un trou dans l'échantillon grâce à un faisceau d'ions (Ar^+) accélérés qui va arracher des atomes de la surface. L'angle d'incidence des canons est de quelques degrés. Ainsi, la zone amincie en bord du trou présente des bords minces, à faces

parallèles à l'échelle du microscope électronique. Enfin, la lame mince est placée sur une rondelle cuivrée afin d'être manipulée et placée dans le porte-objet du microscope.

6.2.2 LA MICROSCOPIE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION A BALAYAGE

Le microscope électronique en transmission à balayage (STEM : Scanning Transmission Electron Microscope) est un hybride entre le CTEM et le MEB. Le principe de formation de l'image repose sur le balayage d'une sonde en X-Y à travers l'échantillon auquel on associe un ou plusieurs détecteurs qui permettent de reconstruire point par point l'image de l'intensité diffusée. Les avantages du STEM par rapport au CTEM sont la possibilité d'une multi-détection simultanée, un mode de spectroscopie locale, l'absence de rotation de l'image. Son inconvénient majeur réside dans le système de balayage qui peut induire des déformations dans l'image et qui nécessite alors une grande stabilité du positionnement de l'échantillon. De plus, l'utilisation d'une sonde localisée peut entraîner des dégâts d'irradiation ou de contamination.

La figure 6.8 présente une vue en coupe du microscope Nion UltraSTEM 100^[104] que nous avons utilisé dans le cadre de cette thèse. Ce microscope de dernière génération possède un correcteur d'aberration jusqu'à l'ordre 5, ce qui lui permet d'atteindre une taille de sonde de 0,85 Å, offrant ainsi une résolution spatiale d'environ 1 Å aussi bien en mode image^[105] qu'en mode spectroscopie^[106]. La géométrie globale du microscope est inversée par rapport au TopCon, on retrouve le canon à électrons (pointe refroidie à émission de champ) en bas et les différents détecteurs (détaillés dans la section suivante) en haut. Le système de correction des aberrations est situé entre le condenseur et l'échantillon. Enfin, le porte-échantillon permet de stocker plusieurs échantillons (préparation similaire au CTEM) dans le microscope. Le lecteur intéressé trouvera une description complète du microscope dans la référence [104].

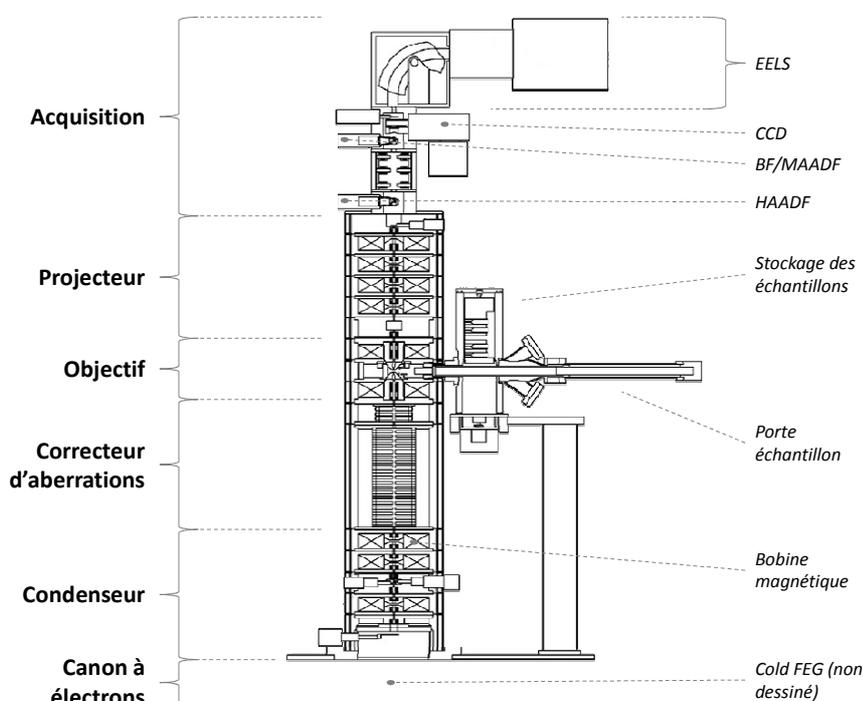


Figure 6.8 : Vue en coupe du microscope Nion UltraSTEM 100 keV

6.3 ANNEXE C : TYPES DE PUIITS

Nous présentons dans le tableau 6.1 la liste des différents types de puits envisagés pour les structures interdigitées. Chacune des hétérostructures (référéncée par une lettre dans le tableau 6.1) est prévue pour absorber à 13 μm , le niveau excité est situé entre 2 et 3 meV sous la barrière et on considère un dopage volumique de $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Par ailleurs, pour tenir compte de la croissance par épitaxie par jets moléculaires, nous nous sommes imposé une taille limite des couches (2 MCs). Nous avons calculé les éléments de matrice (*i.e.* la force d'absorption) et le taux de recombinaison entre l'état excité et l'état fondamental. En ce qui concerne le taux de recombinaison, nous avons détaillé les contributions de chacun des processus de diffusion (Phonons LO et LA, rugosité, alliage, impuretés ionisées, émission spontanée). Les résultats sont présentés dans le tableau 6.2.

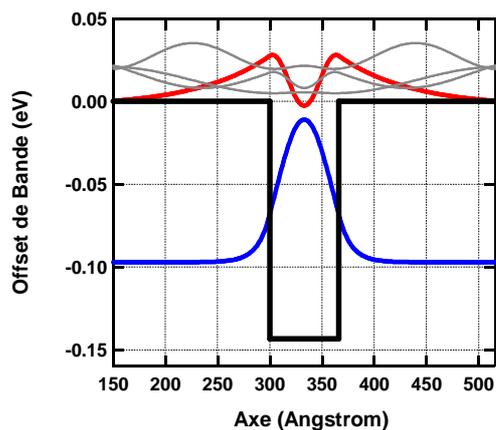
Nous prenons les caractéristiques du puits standard en GaAs (A) comme référence. Les types de puits qui utilisent de l'indium (B et C) présentent un temps de recombinaison supérieur de 20 % à notre référence. L'émission de ces puits sera donc facilitée. L'utilisation de marche en GaAs ne modifie pas les caractéristiques du puits.

L'utilisation d'une sur-barrière au centre du puits (D) influence très fortement la position énergétique du niveau fondamental. Par rapport à la même structure sans la sur-barrière, nous obtenons un décalage de l'énergie au pic d'absorption de 17 meV (19 meV) pour une sur-barrière de 2 MCs (3 MCs). Ce type de puits à un temps de recombinaison 10 % plus court, ce qui va pénaliser la probabilité d'émission. Le décalage de la sur-barrière par rapport au centre du puits (E) réduit son influence sur la position du niveau fondamental, mais entraîne une asymétrie et donc un effet Stark du premier ordre.

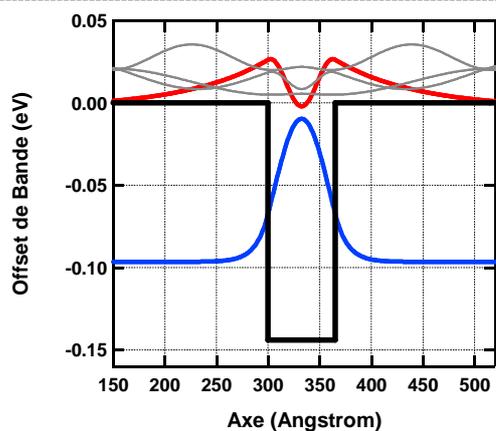
L'utilisation de deux sur-barrières sur les côtés du puits (F) induit un temps de recombinaison 13 % plus long. En raison de l'éloignement de ces sur-barrières par rapport au centre du puits, le décalage de l'absorption n'est que de 4 meV (13 meV) pour l'ajout de deux sur-barrières de 2 MCs (3 MCs).

Le type de puits G consiste à ajouter de part et d'autre du puits des doubles barrières en AlGaAs avec une teneur en aluminium supérieure de quelques pour cent par rapport à la barrière massive. L'ajout des doubles barrières ne modifie pas significativement l'énergie de transition (12,95 \Rightarrow 13,05 μm) et les caractéristiques de ce puits sont quasiment identiques à notre référence.

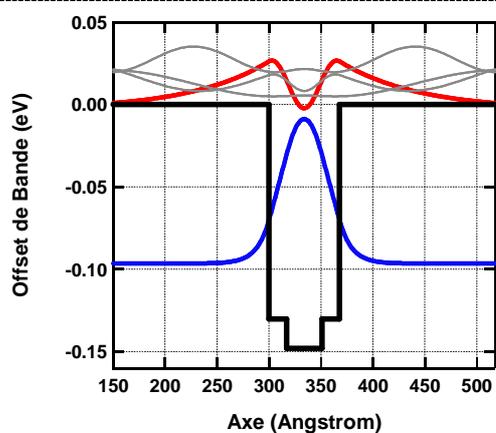
Enfin, le puits avec des oreilles en AlAs (H) présentent un temps de recombinaison réduit de quasiment 40 %, ainsi qu'un élément de matrice augmenté de 15 %. Ces deux caractéristiques sont dues au fort confinement induit par les oreilles en AlAs.

**A: GaAs**

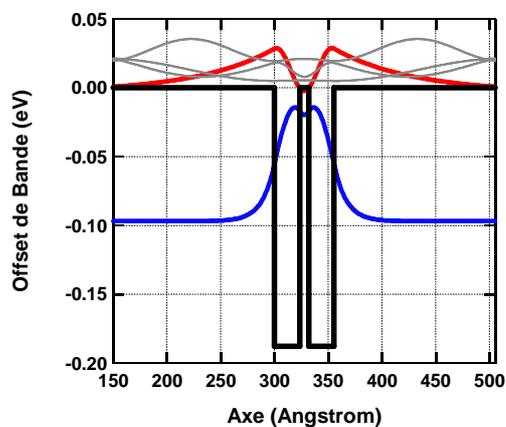
$\text{Al}_{0,174}\text{Ga}_{0,826}\text{As}$	
GaAs	66 Å
$\text{Al}_{0,174}\text{Ga}_{0,826}\text{As}$	

**B : InGaAs**

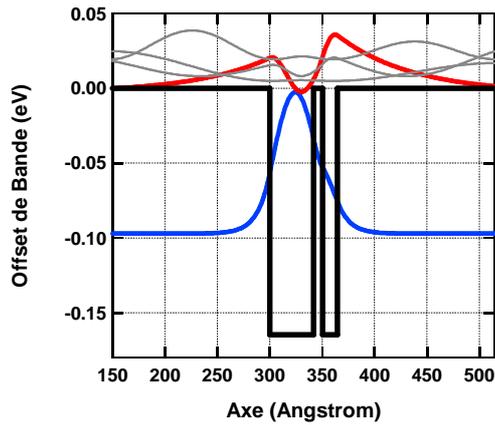
$\text{Al}_{0,153}\text{Ga}_{0,847}\text{As}$	
$\text{In}_{0,025}\text{Ga}_{0,975}\text{As}$	65 Å
$\text{Al}_{0,153}\text{Ga}_{0,847}\text{As}$	

**C : GaAs/InGaAs/GaAs
(InGas avec marches)**

$\text{Al}_{0,158}\text{Ga}_{0,842}\text{As}$	
GaAs	17 Å (6 MC)
$\text{In}_{0,025}\text{Ga}_{0,975}\text{As}$	34 Å
GaAs	17 Å (6 MC)
$\text{Al}_{0,158}\text{Ga}_{0,842}\text{As}$	

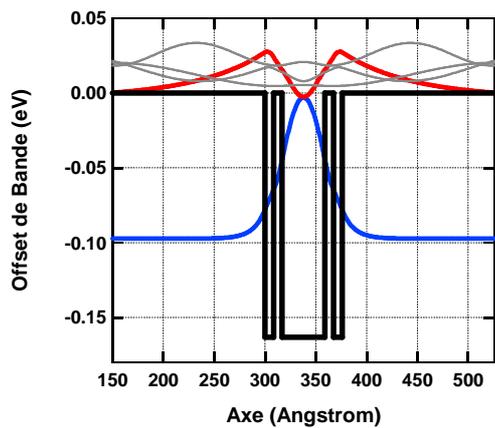
**D : GaAs/AlGaAs/GaAs
(barrière centrale)**

$\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,79}\text{As}$	
GaAs	25 Å
$\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,79}\text{As}$	8,5 Å (3 MC)
GaAs	25 Å
$\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,79}\text{As}$	



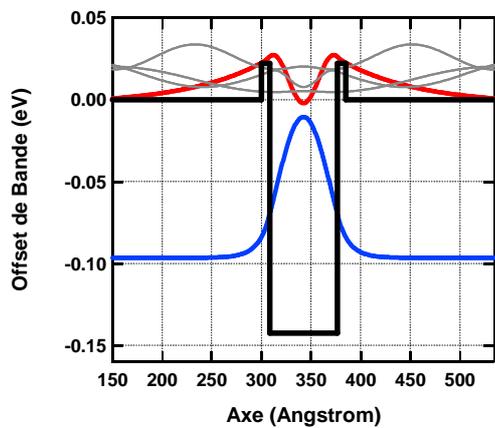
E : GaAs/AlGaAs/GaAs
(barrière centrale décalée)

$\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$	
GaAs	42 Å
$\text{Al}_{0,206}\text{Ga}_{0,794}\text{As}$	8,5 Å (3 MC)
GaAs	14,2 Å (5 MC)
$\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$	



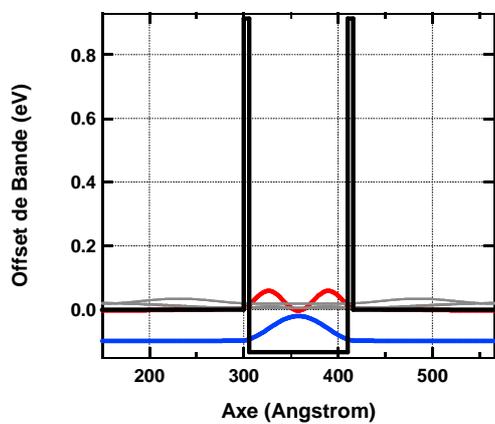
F : GaAs/AlGaAs/GaAs/AlGaAs/GaAs
(sur-barrière)

$\text{Al}_{0,198}\text{Ga}_{0,802}\text{As}$	
GaAs	8,5 Å (3 MC)
$\text{Al}_{0,198}\text{Ga}_{0,802}\text{As}$	8,5 Å (3 MC)
GaAs	42 Å
$\text{Al}_{0,198}\text{Ga}_{0,802}\text{As}$	8,5 Å (3 MC)
GaAs	8,5 Å (3 MC)
$\text{Al}_{0,198}\text{Ga}_{0,802}\text{As}$	



G : AlGaAs/GaAs/AlGaAs
(oreilles)

$\text{Al}_{0,173}\text{Ga}_{0,827}\text{As}$	
$\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	8,5 Å (3 MC)
GaAs	68 Å
$\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	8,5 Å (3 MC)
$\text{Al}_{0,173}\text{Ga}_{0,827}\text{As}$	



H : AlAs/GaAs/AlAs
(oreilles)

$\text{Al}_{0,162}\text{Ga}_{0,838}\text{As}$	
AlAs	5,7 Å (2 MC)
GaAs	104,5 Å
AlAs	5,7 Å (2 MC)
$\text{Al}_{0,162}\text{Ga}_{0,838}\text{As}$	

Tableau 6.1 : Présentation des différents type de puits

	Élément de matrice (Å)	Temps de recombinaison (ps)	Taux de transfert (1/s)						
			Phonon LO absorption	Phonon LO émission	Phonon LA	Rugosité	Alliage	Impuretés	Émission spontanée
A	18,22	1,21	$9,44 \cdot 10^7$	$7,33 \cdot 10^{11}$	$1,10 \cdot 10^{10}$	$7,06 \cdot 10^9$	$7,56 \cdot 10^{10}$	$9,32 \cdot 10^6$	$3,53 \cdot 10^6$
B	18,24	1,46	$1,66 \cdot 10^8$	$5,88 \cdot 10^{11}$	$1,02 \cdot 10^{10}$	$6,88 \cdot 10^9$	$7,85 \cdot 10^{10}$	$8,50 \cdot 10^6$	$3,54 \cdot 10^6$
C	18,23	1,48	$1,67 \cdot 10^8$	$5,93 \cdot 10^{11}$	$1,02 \cdot 10^{10}$	$7,47 \cdot 10^9$	$6,43 \cdot 10^{10}$	$3,73 \cdot 10^6$	$3,52 \cdot 10^6$
D	17,49	1,11	$1,07 \cdot 10^8$	$7,38 \cdot 10^{11}$	$1,30 \cdot 10^{10}$	$2,07 \cdot 10^{10}$	$1,28 \cdot 10^{11}$	$1,20 \cdot 10^7$	$2,99 \cdot 10^6$
E	17,22	1,23	$8,55 \cdot 10^7$	$6,67 \cdot 10^{11}$	$1,00 \cdot 10^{10}$	$2,36 \cdot 10^{10}$	$1,15 \cdot 10^{11}$	$1,05 \cdot 10^7$	$3,17 \cdot 10^6$
F	17,41	1,37	$8,05 \cdot 10^7$	$5,54 \cdot 10^{11}$	$9,01 \cdot 10^9$	$3,97 \cdot 10^{10}$	$1,28 \cdot 10^{11}$	$4,43 \cdot 10^6$	$3,25 \cdot 10^6$
G	17,84	1,26	$8,99 \cdot 10^7$	$7,01 \cdot 10^{11}$	$1,05 \cdot 10^{10}$	$1,12 \cdot 10^{10}$	$6,83 \cdot 10^{10}$	$9,08 \cdot 10^6$	$3,38 \cdot 10^6$
H	20,75	0,76	$1,75 \cdot 10^8$	$1,17 \cdot 10^{12}$	$2,18 \cdot 10^{10}$	$1,16 \cdot 10^{11}$	$8,21 \cdot 10^8$	$2,07 \cdot 10^7$	$4,68 \cdot 10^6$

Tableau 6.2 : Caractéristique d'absorption (éléments de matrice) et de recombinaison (temps et taux de transfert) des différents types de puits

6.4 ANNEXE D : PUBLICATIONS ASSOCIEES A CE TRAVAIL

Publications dans des revues internationales à comité de lecture :

- Vincent Guériaux, Virginie Trinité, Borge Vinter and Mathieu Carras, *Resonant tunnelling in QWIPs: comparison between experience and theory*, article à paraître (2010).
- Vincent Guériaux, Alexandru Nedelcu, and Philippe Bois, *Double barrier strained quantum well infrared photodetectors for the 3–5 μm atmospheric window*. JAP 105, 114515 (2009)
- Alexandru Nedelcu, Vincent Guériaux, Lydie Dua and Xavier Marcadet, *A high performance quantum-well infrared photodetector detecting below 4.1 μm* , Semicond. Sci. Technol. 24, 045006

Communications à des congrès nationaux/internationaux :

- Présentation orale, *Design of broadband QWIPs for operation above BLIP temperature*, Quantum Structure Infrared Photodetector (QSIP) 2010 International Conference, 2010, Istanbul, Turquie
- Présentation orale, *Structural and chemical study of AlGaAs/InGaAs based QWIPs*, Quantum Structure Infrared Photodetector (QSIP) 2010 International Conference, 2010, Istanbul, Turquie
- Présentation orale, *Mid-wave QWIPs for the [3–4.2 μm] atmospheric window*, Quantum Structure Infrared Photodetector (QSIP) 2009 International Conference, 2009, California, USA
- Poster, *Toward high performances mid-wavelength infrared [3 – 5 μm] quantum well infrared photodetectors*, Journée Nano et Micro Optoélectronique (JNMO) 2008, Ile d'Oléron, France

Compte rendu de congrès internationaux à comité de lecture :

- Vincent Guériaux, Alexandru Nedelcu, Agnes Coulibaly, Lydie Dua, Nadia Brière de l'Isle and Xavier Marcadet, *Design of broadband QWIPs for operation above BLIP temperature*, IPT, article à paraître (2010)
- Vincent Guériaux, Alexandru Nedelcu, Agnes Coulibaly, Xavier Marcadet, Katia March and Shaïma Enouz-Vedrenne, *Structural and chemical study of AlGaAs/InGaAs based QWIPs*, IPT, article à paraître (2010)
- Virginie Trinité, Ezzeddine Ouerghemmi, Julien Nagle, Vincent Guériaux, Mathieu Carras, Alexandru Nedelcu, Eric Costard, Philippe Bois, *Modelling of electronic transport in Quantum Well Infrared Photodetectors*, IPT, article à paraître (2010)
- Vincent Guériaux, Alexandru Nedelcu, Mathieu Carras, Odile Huet, Xavier Marcadet and Philippe Bois, *Mid-wave QWIPs for the [3–4.2 μm] atmospheric window*, IPT 52, 235 (2009)
- Alexandru Nedelcu, Vincent Guériaux, Alexandre Bazin, Lydie Dua, Arnaud Berurier, Eric Costard, Philippe Bois and Xavier Marcadet, *Enhanced quantum*

well infrared photodetector focal plane arrays for space applications, IPT 52, 412 (2009)

Compte rendu de congrès internationaux :

- Alexandru Nedelcu, Ybe Creten, Nadia Brière de l'Isle, Burak Okcan, Vincent Guériaux, Arnaud Berurier, Toufiq Bria, Jean-Patrick Truffer, and Eric Costard, *Enhanced broadband (11-15 μ m) QWIP FPAs for space applications*, Proc. SPIE, Vol. 7474, 19 (2009)

RÉFÉRENCES

- 1 : M. Planck, *On the Law of Distribution of Energy in the Normal Spectrum*, Annalen der Physik 4, 553 (1901).
- 2 : L. S. Rothman *et al.*, *The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database*, JQSRT 110, 533 (2009).
- 3 : G. Mie, *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*, Ann. Phys. Leipzig 25, 377 (1908).
- 4 : Newport, *catalogue des optiques*.
- 5 : C. Ribot *et al.*, *Analysis of blazed diffractive optical elements formed with artificial dielectrics*, J. Opt. Soc. Am. A 24, 3819 (2007).
- 6 : A. Rogalski, *Infrared detectors: an overview*, IPT 43, 187 (2002).
- 7 : P.R. Norton, *Infrared detectors in the next millennium*, Proc. SPIE 3698, 652 (1999).
- 8 : W. Herschel, *Experiments on the refrangibility of invisible rays of the Sun*, Philos. Trans. Roy. Soc. London 90, 284 (1800).
- 9 : Raytheon Vision Systems, *The infrared wall chart*.
- 10 : D. Z. Y. Ting *et al.*, *A high-performance long wavelength superlattice complementary barrier infrared detector*, APL 95, 023508 (2009).
- 11 : S. Raghavan *et al.*, *High-responsivity, normal-incidence long-wave infrared InAs/InGaAs dots-in-a-well detector*, APL 81, 1369 (2002).
- 12 : J. W. Little *et al.*, *Thin activeregion ,type II superlattice photodiode arrays: Single-pixel and focal plane array characterization*, JAP 101, 044514 (2007).
- 13 : B. Fièque *et al.*, *Uncooled microbolomètre detector: Recent developments at Ulis*, IPT 49, 187 (2007).
- 14 : E. Costard *et al.*, *QWIP development status at Thales Research and Technology*, Proc. SPIE Defense and Security 6206 (2006).
- 15 : Raytheon Vision Systems, *datasheet hybride Aquarius*.
- 16 : C. Trouilleau *et al.*, *High-performance uncooled amorphous silicon TEC less XGA IRFPA with 17µm pixel-pitch*, Proc. SPIE Defense and Security 7298 (2009).
- 17 : A. Rogalski, *Third generation infrared photodetectors arrays*, JAP 105, 091101 (2009)
- 18 : Sofradir, *datasheet IDDCA Jupiter*.
- 19 : Selex, *datasheet IDDCA Harrier*.
- 20 : SCD, *datasheet IDDCA Hercules*.
- 21 : R. Rehm *et al.*, *Bispectral Thermal Imaging with Quantum Well Infrared Photodetectors and InAs/GaSb Type-II Superlattices*, Proc. SPIE Defense and Security 6206 (2006).
- 22 : Sofradir, *datasheet IDDCA Vega*.
- 23 : Sofradir, *datasheet IDDCA Sirius*.
- 24 : S.D. Gunapala *et al.*, *Towards dualband megapixel QWIP focal plane arrays*, IPT 50, 217 (2007).
- 25 : S.D. Gunapal *et al.*, *1024 × 1024 Format pixel co-located simultaneously readable dual-band QWIP focal plane*, IPT.
- 26 : S.D. Gunapal *et al.*, *Demonstration of 640x512 pixels long-wavelength infrared (LWIR) quantum dot infrared photodetector (QDIP) imaging focal plane array*, IPT 50, 149 (2007).

- 27 : M. Tidrow, *QWIP and MCT for long wavelength and multicolor focal plane array applications*, Army Research Lab report ARL-TR-1534 (1998)
- 28 : Thales Cryogenics, *datasheet RM4 rotary cooler*.
- 29 : M. Schulz *et al.*, *Nonuniformity correction and correctability of infrared FPA*, IPT 36, 763 (1995).
- 30 : C.O. Justice *et al.*, *The Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS): land remote sensing for global change research*, IEEE Trans. geoscience and remote sensing 36, 1228 (1998).
- 31 : L. C. West *et al.*, *First observation of an extremely large dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well*, APL 46, 1156 (1985).
- 32 : Thomas Antoni, *Structures de couplage optique originales pour les détecteurs infrarouge à puits quantiques*, Thèse de doctorat (2009).
- 33 : J. Y. Duboz, *Grating coupled intersubband transitions in microcavities*, JAP 80, 5432 (1996).
- 34 : W. A. Beck, *Photoconductive gain and generation-recombination noise in multiple-quantum-well infrared detectors*, APL 63, 3589 (1993).
- 35 : B.F. Levine, *Quantum-well infrared photodetectors*, JAP 74, R1 (1993).
- 36 : B. Vinter *et al.*, *Bound to free state infrared absorption and selection rules in quantum wells*, Proc. ITQW (1991).
- 37 : M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Cambridge University press, (1999).
- 38 : M. J. Kane *et al.*, *Performances tradeoffs in the quantum well infrared detector*, Proc. ITQW (1991).
- 39 : H. C. Liu *et al.*, *Dark current in quantum well infrared photodetectors*, JAP 73, 2029 (1993).
- 40 : R. Rehm *et al.*, *Noise current investigations of g-r noise limited and shot noise limited QWIPs*, Physica E 76, 124 (2000).
- 41 : C.B. Duke, *Optical absorption due to space charge induced localized states*, PRL 159, 632 (1967).
- 42 : A. Kamgar *et al.*, *Resonance Spectroscopy of Electronic Levels in a Surface Accumulation Layer*, PRL 32, 1251 (1974).
- 43 : J.S. Smith *et al.*, *A new infrared detector using electron emission from multiple quantum wells*, JVST 1, 376 (1983).
- 44 : B.F. Levine *et al.*, *InGaAs/InAlAs multiquantum well intersubband absorption at a wavelength of 4.4 μm* , APL 52, 1481 (1988).
- 45 : T. Asano *et al.*, *Investigation of short wavelength intersubband transitions in InGaAs/AlAs quantum wells on GaAs substrate*, JAP 82, 3385 (1997).
- 46 : S.D. Gunapala *et al.*, *InGaAs/InP long wavelength quantum well infrared photodetectors*, APL 58, 2024 (1991).
- 47 : S. Ozer *et al.*, *Demonstration and performances assessment of large format InP-InGaAsP quantum well infrared photodetector FPA*, IEEE J. Quan. Elec. 43, 709 (2007).
- 48 : C. Gmachl *et al.*, *Intersubband absorption in GaN/AlGaN multiple quantum wells in the wavelength range of 1.75-4.2 μm* , APL 77, 334 (2000).
- 49 : K. Ohtani *et al.*, *Intersubband absorption in n-doped InAs/AlSb multiple quantum well structures*, APL 82, 37 (2003).

- 50 : M. Belmoubarik *et al.*, *Intersubband transition in ZnO multiple quantum wells*, APL 92, 191906 (2008).
- 51 : B.S. Li *et al.*, *Midinfrared intersubband absorption in wide band gap II-VI ZnCdSe multiple quantum wells with metastable zincblende MgSe barriers*, APL 92, 261104 (2008).
- 52 : E. Costard, *Optimisation et réalisation de détecteurs infrarouge à base de puits quantiques GaAs/AlGaAs*, Thèse de doctorat (2001).
- 53 : H. Schneider et H.C. Liu, *Quantum well infrared photodetector*, Springer Series in optical sciences (2007).
- 54 : E. Herniou, *Modélisation et optimisation et des détecteurs infrarouge à multipuits quantiques*, Thèse de doctorat (2001).
- 55 : Indigo, *Datasheet large format readout integrated circuits*.
- 56 : J. W. Beletic, *The Revolution is Coming: From the Stars to the Earth*, Proc. PittCon 2009 .
- 57 : E. L. Dereniak, *Lecture notes on electronic imaging*, Optical Detection Laboratory, The University of Arizona (2009).
- 58 : A. Fiore *et al.*, *Strained InGaAs/AlGaAs quantum well infrared detectors at 4.5 μm* , APL 64, 478 (1994).
- 59 : X. Marcadet, *Etude physique et réalisation d'hétérostructures GaInAs/GaAs/AlGaAs sur substrats (111) pour les applications optoélectroniques*, Thèse de doctorat (1996).
- 60 : S. N. G. Chu *et al.*, *Misfit stress in InGaAs/InP heteroepitaxial structures grown by vapor-phase epitaxy*, JAP 57, 249 (1985).
- 61 : J. M. Moison *et al.*, *Surface segregation of third-column atoms in group III-V arsenide compounds: Ternary alloys and heterostructures*, PRB 40, 6149 (1989).
- 62 : H.C. Liu *et al.*, *Segregation of Si delta doping in GaAs-AlGaAs quantum wells and the cause of the asymmetry in the current-voltage characteristics of intersubband infrared detectors*, APL 63, 761 (1993).
- 63 : O. Cocle *et al.*, *QWIP compact thermal imager: Catherine-XP and its evolutions*, Proc. SPIE Defense and Security 6542, 127 (2007).
- 64 : P. Bois *et al.*, *Development of quantum well infrared photodetectors in France*, IPT 42, 291 (2001).
- 65 : R.B. Beall *et al.*, *Post-growth diffusion of Si in delta-doped GaAs grown by MBE*, SST 4, 1171 (1989).
- 66 : J. J. Harris *et al.*, *Kinetic limitations to surface segregation during MBE growth of III-V compounds: Sn in GaAs*, Appl. Phys. A 33, 87 (1984).
- 67 : S. Andrieu *et al.*, *Surface segregation mechanism during two-dimensional epitaxial growth: The case of dopants in Si and GaAs molecular beam epitaxy*, JAP 65, 2681 (1988).
- 68 : J. J. Harris *et al.*, *Si migration effects in GaAs/AlGaAs heterojunction and delta-doped structures*, J. Cryst. Growth 95, 257 (1989).
- 69 : N. Grandjean *et al.*, *Monte Carlo simulation of In surface segregation during growth of InGaAs on GaAs (001)*, PRB 53, 998 (1996).
- 70 : S.Y. Karpov *et al.*, *Indium segregation kinetics in InGaAs ternary compounds*, Thin Solid Films 380, 71 (2000).
- 71 : J. Nagle *et al.*, *Indium surface segregation in strained GaInAs quantum wells grown on GaAs MBE*, J. of Cryst. Growth 127, 550 (1993).

- 72 : C. Renard *et al.*, *Indium surface segregation in AlSb and GaSb*, J. of Cryst. Growth 259, 69 (2003).
- 73 : J. Massies *et al.*, *Experimental evidence of difference in surface and bulk compositions of AlGaAs, AlInAs and GaInAs epitaxial layers grown by MBE*, J. of Cryst. Growth 80, 307 (1987).
- 74 : J.M. Gerard *et al.*, *Monolayer scale optical investigation of segregation effects in semiconductor heterostructures*, PRB 45, 6313 (1992).
- 75 : O. Dehaese *et al.*, *Kinetic model of element III segregation during molecular beam epitaxy of III-V semiconductor compounds*, APL 66, 52 (1995).
- 76 : B. Jusserand *et al.*, *Atomic-scale roughness of GaAs/AlAs interfaces: A Raman scattering study of asymmetrical short period superlattices*, APL 57, 560 (1990).
- 77 : C. Sirtori *et al.*, *Nonparabolicity and a sum rule associated with bound-to-bound and bound-to-continuum intersubband transitions in quantum wells*, PRB 50, 8663 (1994).
- 78 : T. B. Bahder *Eight band k.p model of strained zinc-blende crystals*, PRB 41, 11992 (1990).
- 79 : G. Bastard, *Wave Mechanics Applied To Semiconductor Heterostructures*, Éd. de Physique (1988).
- 80 : E. C. Larkins *et al.*, *Influences of MBE growth processes on photovoltaic 3-5 μm intersubband photodetectors*, IEEE Trans. on Elec. Dev. 41, 511 (1994).
- 81 : C. Weisbush and B. Vinter, *Quantum semiconductor structures*, Academic Press (1991).
- 82 : Y. G. Chai *et al.*, *The effect of growth conditions on Si incorporation in molecular beam epitaxial GaAs*, APL 39, 800 (1981).
- 83 : J. Maguire *et al.*, *Mechanism of compensation in heavily silicon-doped gallium arsenide grown by molecular beam epitaxy*, APL 50, 516 (1987).
- 84 : L. G. Salmon *et al.*, *The effect of aluminum composition on silicon donor behavior in AlGaAs*, JVST B 2, 197 (1984).
- 85 : K. Muraki *et al.*, *Surface segregation of In atoms during molecular beam epitaxy and its influence on the energy levels in InGaAs-GaAs quantum well*, APL 61, 557 (1992).
- 86 : J. F. Nützel *et al.*, *Segregation and diffusion on semiconductor surface*, PRB 53, 13551 (1996).
- 87 : GNU Scientific Library, <http://www.gnu.org/software/gsl/>
- 88 : J. M. Gerard *et al.*, *In situ probing at the growth temperature of the surface composition of (InGa)As and (InAl)As*, APL 61, 2096 (1992).
- 89 : R. Rudenberg, *Dispositif pour obtenir des images d'objets*, Brevet FR737716 (1932).
- 90 : Akashi, *Datasheet TopCon EM-002B*.
- 91 : J. P. Eberhart, *Analyse structurale et chimique des matériaux*, Editions Dunod, (1997).
- 92 : R. F. Egerton, *Electron energy-loss spectroscopy in the electron microscope*, 2nd edition Plenum press, (1996).
- 93 : R. A. Portier, *Diffusion des électrons rapides*, CNRS formation : Aspects fondamentaux de la microscopie électronique en transmission, (2009).
- 94 : F. Glas, *Interactions rayonnement-matière*, CNRS formation : Aspects fondamentaux de la microscopie électronique en transmission, (2009).
- 95 : P.A. Doyle *et al.*, *Relativistic Hartree-Fock X-ray Electron Scattering Factors*, Acta Crystallographica A 24, 390 (1968).
- 96 : J. Cagnon, *Analyse quantitative des intensités diffractés en microscopie électronique à transmission : Application à la caractérisation locale de la composition chimique et des*

- contraintes dans les nanostructures quantiques semi-conductrices d'InGaAs/GaAs*, Thèse de doctorat, (2005).
- 97 : J. Ayache *et al.*, *Guide de préparation des échantillons pour la microscopie électronique en transmission, Tome 2, Techniques*, PU Saint-Etienne, (2007).
- 98 : P. M. Petroff, *Transmission electron microscopy of interfaces in III-V compound semiconductors*, APL 61, 2096 (1992).
- 99 : E. G. Bithell *et al.*, *Composition determination in the GaAs/AlGaAs system using contrast in dark field transmission electron microscope images*, Phil. Mag. A 60, 39 (1989).
- 100 : G. Patriarche *et al.*, *Morphology and composition of highly strained InGaAs and InGaAsN layers grown on GaAs Substrate*, APL 84, 203 (2004).
- 101 : J. Cagnon *et al.*, *Theoretical and experimental limits of quantitative analysis of strain and chemistry of InGaAs/GaAs layers using (200) dark-field TEM imaging*, Inst. Phys. Conf Ser. 180, 203 (2003).
- 102 : P. Stadelmann, *Electron microscopy image simulation*, <http://cecm.insa-lyon.fr/CIOL/>.
- 103 : M. De Graef, *Introduction to Conventional Transmission Electron Microscopy*, Cambridge University press, (2003).
- 104 : O. L. Krivanek *et al.*, *An electron microscope for the aberration-corrected era*, Ultramicroscopy 108, 179 (2008).
- 105 : P. D. Nellist *et al.*, *Direct sub-Angström imaging of a crystal lattice*, Science 305, 1741 (2004).
- 106 : D. A. Muller *et al.*, *Atomic-scale chemical imaging of composition and bonding by aberration-corrected microscopy*, Science 319, 1073 (2008).
- 107 : C. Jeanguillaume *et al.*, *Spectrum-image: The next step in EELS digital acquisition processing*, Ultramicroscopy 28, 252 (1989).
- 108 : C. Colliex *et al.*, *Electron energy loss spectrometry imaging*, Microchimica Acta 114, 71 (1994).
- 109 : S. J. Pennycook *et al.*, *High resolution Z-contrast imaging of crystals*, Ultramicroscopy 37, 14 (1991).
- 110 : B. Rafferty *et al.*, *On the origin of transverse incoherence in Z-contrast STEM*, J. Elec. Micro. 50, 227 (2001).
- 111 : D. E. Jesson *et al.*, *Incoherent Imaging of Thin Specimens Using Coherently Scattered Electrons*, Proc. Roy. Soc. Lond. A 441, 261 (1993).
- 112 : M. Ceh *et al.*, *HAADF-STEM imaging: from qualitative to quantitative interpretation of atomic resolution HAADF-STEM images*, Slonano (2007).
- 113 : C. C. Ahn and O. L. Krivanek, *EELS Atlas*, Gatan (1983).
- 114 : R. Arenal, *Spectroscopie de pertes d'énergie d'électrons dans un microscope électronique à transmission*, CNRS formation : Aspects fondamentaux de la microscopie électronique en transmission, (2009).
- 115 : Probion Analysis, *Tutorial SIMS*, <http://www.probion.fr/tutorial.pdf>.
- 116 : J.W. Matthews *et al.*, *Defects in epitaxial multilayers*, J. Crystal Growth 27, 118 (1974).
- 117 : I. C. Bassignana *et al.*, *Problems in the use of epitaxial AlAs layers as calibration standards for the Al content of AlGaAs/GaAs layers*, Proc. Int. Symp. GaAs and related compound, 247, (1991).
- 118 : R. People *et al.*, *Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for GeSi/Si strained-layer heterostructures*, APL 47, 322 (1985).

- 119 : B. Elman *et al.*, *Low substrate temperature molecular beam epitaxial growth and the critical layer thickness of InGaAs grown on GaAs*, JAP 70, 2634 (1991).
- 120 : Réseau METSA : Microscopie Electronique en Transmission et Sonde Atomique, <http://www.metsa.fr>
- 121 : Gatan, Inc., <http://www.gatan.com>
- 122 : Z. Yu *et al.*, *Study of strain fields at a-Si/c-Si interface*, JAP 95, 3362 (2004).
- 123 : L. Esaki and R. Tsu, *Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors*, IBM J. Res. Dev. 14, 61 (1970).
- 124 : A. Wacker, *Semiconductor superlattices: A model system for non linear transport*, Phys. Rep. 395 (2001).
- 125 : L. Esaki *et al.*, *New transport phenomenon in semiconductor superlattice*, PRL 33, 495 (1974).
- 126 : Amandine Buffaz, *Etude du transport et élaboration de nouveaux QCD pour le lointain infrarouge*, Thèse de doctorat, (2010).
- 127 : Y. Kawamura *et al.*, *Observation of room temperature current oscillation in InGaAs/InAlAs MQW Pin diodes*, JJAP 25, L928 (1986).
- 128 : K. K. Choi *et al.*, *Periodic negative conductance by sequential resonant tunneling through an expanding high-field superlattice domain*, PRB 35, 4172 (1987).
- 129 : T. H. H. Vuong *et al.*, *Transport through InGaAs-InP superlattices grown by chemical beam epitaxy*, JAP 66, 3688 (1989).
- 130 : S. H. Kwok *et al.*, *Electric-field domains in semiconductor superlattices: Resonant and nonresonant tunneling*, PRB 50, 2007 (1994).
- 131 : E. Lhuillier, *Transport électronique dans les super réseaux : applications aux détecteurs infrarouges à haute longueur d'onde*, Thèse de doctorat (2010).
- 132 : R. F. Kazarinov and R. Suris, *Electric and electromagnetic properties of semiconductors with superlattice*, Sov. Phys. Semiconductors 6, 120 (1972).
- 133 : H. Willenberg *et al.*, *Intersubband gain in Bloch oscillator and quantum cascade laser*, PRB 67, 085315 (2003).
- 134 : V. Guériaux *et al.*, *Resonant tunnelling in QWIPs: comparison between experience and theory*, article à paraître (2010).
- 135 : F. Chevoir, *Effet tunnel resonant assisté par diffusion dans les diodes double-barrière*, Thèse de doctorat (1992).
- 136 : V. Trinité *et al.*, *Modeling of electronic transport in quantum well infrared photodetectors*, IPT, article à paraître.
- 137 : M. Carras *et al.*, *Experimental evidence of Mott transition in highly doped two-dimensional confined structures*, PRB 70, 233310 (2004).
- 138 : G. Iannaccone *et al.*, *Enhanced shot noise in resonant tunneling: Theory and Experiment*, PRL 80, 1054 (1998).
- 139 : Aurore Gomez, *Etude du transport dans les détecteurs à multipuits quantiques*, Thèse de doctorat (2008).
- 140 : Y. P. Li *et al.*, *Noise characteristics of double barrier resonant tunneling structures below 10 kHz*, PRB 41, 8388 (1990).
- 141 : V. Kuznetsov *et al.*, *Partially suppressed shot noise in hopping conduction: observation in SiGe quantum wells*, PRL 85, 397 (2000).

- 142 : B. F. Levine *et al.*, *Quantum well avalanche multiplication initiated by 10 μm intersubband absorption and photoexcited tunneling*, APL 51, 934 (1987).
- 143 : R. Rehm *et al.*, *Avalanche multiplication due to impact ionization in quantum well infrared photodetectors: a quantitative approach*, APL 82, 2907 (2003).
- 144 : L. Gendron *et al.*, *Impact ionization processes in quantum well infrared photodetector structures*, SST 19, 219 (2004).
- 145 : E. Pelvé *et al.*, *Analysis of the dark current in doped-well multiple quantum well AlGaAs infrared photodetectors*, JAP 86, 5656 (1989).
- 146 : F. Castellano *et al.*, *Modeling of dark current in midinfrared quantum well infrared photodetectors*, PRB 79, 205304 (2009).
- 147 : M. Ryzhii *et al.*, *Monte Carlo modeling of electron transport and capture processes in AlGaAs/GaAs multiple quantum well infrared photodetectors*, JJAP 38, 5922 (1999).
- 148 : O. O. Celtek *et al.*, *Detailed investigation of electron transport, capture and gain in AlGaAs/GaAs quantum well infrared photodetectors*, SST 19, 183 (2004).
- 149 : H. Schneider, *Theory of avalanche multiplication and excess noise in quantum well infrared photodetectors*, APL 82, 4376 (2003).
- 150 : S. A. Rakityansky, *Modified transfer matrix for nanostructures with arbitrary potential profile*, PRB 70, 205323 (2004).
- 151 : R. Tsu *et al.*, *Tunneling in superlattice*, APL 22, 562 (1973).
- 152 : Y. Shakuda *et al.*, *Intersubband absorption in InGaAs/AlGaAs multiple quantum wells*, JJAP 29, L552 (1990).
- 153 : S. L. Chuang *et al.*, *Tunneling assisted impact ionization for a superlattice*, JAP 61, 1510 (1987).
- 154 : A. Gomez *et al.*, *Barrier breakdown in multiple quantum well structure*, APL 92, 202110 (2008).
- 155 : V. D. Jovanovic *et al.*, *Modelling and simulation of electronic and optical responses of quantum well infrared photodetectors (QWIPs)*, J. Phys. D: Appl. Phys. 39, 1773 (2006).
- 156 : Indigo, *Datasheet circuit ISC9803*
- 157 : S. R. Andrews *et al.*, *Experimental and theoretical studies of the performances of quantum well infrared photodetectors*, JAP 70, 993 (1991).
- 158 : H. C. Liu *et al.*, *Dark current in quantum well infrared photodetector*, JAP 73, 2020 (1993).
- 159 : L. Thibaudeau *et al.*, *A self-consistent model for quantum well infrared photodetectors*, JAP 79, 446 (1995).
- 160 : S. V. Meshkov, *Tunneling of electrons from a two-dimensional channel into the bulk*, Sov. Phys. JETP 64, 1337 (1986).
- 161 : B. Vinter *et al.*, *Time dependent study of the photoionization of an electron out of a quantum well in an electric field*, SSE 40, 149 (1996).
- 162 : J. Y. Duboz *et al.*, *Electron relaxation time measurements in GaAs/AlGaAs quantum wells: Intersubband absorption saturation by free-electron laser*, JAP 77, 6492 (1995).
- 163 : François Luc, *Emission-capture dans les puits quantiques GaAs/AlGaAs. Application à la détection infrarouge*, Thèse de doctorat (1993).
- 164 : F. Luc *et al.*, *Intersubband optical transients in multi-quantum-well structures*, APL 62, 2542 (1993).
- 165 : A. C. Goldberg *et al.*, *Recent progress in the application of large-format and multispectral QWIP IRFPAs*, Proc. SPIE 5406, 624 (2004).

- 166 : J. Parsons *et al.*, *A LWIR multispectral / polarimetric imager*, Proc. EMRS DTC (2009).
- 167 : A. Nedelcu *et al.*, *A LWIR multispectral / polarimetric imager : recent developments*, Proc. EMRS DTC (2010).
- 168 : M. Jhabvala *et al.*, *QWIP-based thermal infrared sensor for the Landsat Data Continuity Mission*, IPT 52, 424 (2009).
- 169 : A. Berurier *et al.*, *Optimization of broadband optical coupling in quantum well infrared photodetectors for space application*, IPT, article à paraître.
- 170 : M. Jhabvala *et al.*, *The QWIP focal plane assembly for NASA's Landsat Data Continuity Mission*, Proc. SPIE 7660, 106 (2010).
- 171 : S. Y. Wang *et al.*, *Nonuniform quantum well infrared photodetectors*, JAP 87, 522 (2000).
- 172 : S. Y. Wang *et al.*, *A detailed study of nonuniform quantum well infrared photodetectors*, IPT 42, 177 (2001).
- 173 : Laure Gendron, *Transport électronique dans les détecteurs infrarouge à puits quantiques*, Thèse de doctorat (2005).
- 174 : A. Nedelcu *et al.*, *Enhanced broadband (11-15 μm) QWIP FPAs for space applications*, Proc. SPIE 7106, 57 (2008).
- 175 : J. H. Lee *et al.*, *Investigation of multicolor, broadband quantum well infrared photodetectors with digital graded superlattice barrier and linear graded barrier for long wavelength infrared application*, IPT 42, 123 (2001).
- 176 : S. V. Bandara *et al.*, *10-16 μm broadband quantum well infrared photodetector*, APL 72, 2427 (1998).
- 177 : L. C. Lenchyshyn *et al.*, *Voltage-tuning in multicolor quantum well infrared photodetector stacks*, JAP 79, 8091 (1996).
- 178 : A. R. Ellis *et al.*, *Binary superlattice quantum well infrared photodetectors for long wavelength broadband detection*, APL 84, 5127 (2004).
- 179 : H. C. Liu *et al.*, *Designs of broadband quantum well infrared photodetectors and 8-12 μm test devices results*, IPT 50, 171 (2007).
- 180 : S. V. Bandara *et al.*, *Tuning and tailoring of broadband quantum well infrared photodetector responsivity spectrum*, APL 86, 151104 (2005).
- 181 : T. Unuma *et al.*, *Intersubband absorption linewidth in GaAs quantum well due to scattering by interface roughness, phonons, alloy disorder, and impurities*, JAP 93, 1586 (2003).
- 182 : R. J. Bäuerle *et al.*, *Transient reshaping of intersubband absorption spectra due to hot electrons in a modulation-doped multiple quantum well structure*, PRB 40, 10002 (1989).
- 183 : M. P. C. Krijn *et al.*, *Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quaternary alloys*, SST 6, 27 (1991).
- 184 : R. People *et al.*, *Band nonparabolicities in lattice-mismatch-strained bulk semiconductor layer*, PRB 41, 8431 (1990).
- 185 : Y. Shakuda *et al.*, *Intersubband absorption InGaAs/AlGaAs multiple quantum wells*, JJAP 29, L552 (1990).
- 186 : Y. Paltiel *et al.*, *Non-gaussian dark current noise in p-type quantum well infrared photodetectors*, APL 87, 231103 (2005).
- 187 : A. Nedelcu *et al.*, *A high performance quantum-well infrared photodetector detecting below 4.1 μm* , SST 24, 045006 (2009).

-
- 188 : A. De Rossi *et al.*, *Effect of finite size pixel size on optical coupling for QWIPs*, IPT 44, 325 (2003).
- 189 : J. Y. Andersson *et al.*, *Quantum efficiency enhancement of AlGaAs/GaAs quantum well infrared detectors using a waveguide with grating coupler*, APL 58, 2264 (1991).
- 190 : M. Carras *et al.*, *Photonic modes of metallodielectric periodic waveguides in the midinfrared spectral range*, PRB 74, 235120 (2006).
- 191 : M. G. Moharam *et al.*, *Rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction-E mode polarization and losses*, JOSA 73, 451 (1983).
- 192 : Thales, *Datasheet MIRAS : Multicolor Infrared Alerting Sensor*
- 193 : A. Bezinger *et al.*, *Dual spectral InGaAs/InP quantum well infrared photodetector focal plane array*, IEEE Elec. Lett. 43, 685 (2007).
- 194 : V. Guériaux *et al.*, *Double barrier strained quantum well infrared photodetectors for the 3-5 μm atmospheric windows*, JAP 105, 114515 (2009).
- 195 : Indigo, *Datasheet circuit ISCO208*
- 196 : S. D. Gunapala *et al.*, *Development of mid-wavelength and long-wavelength megapixel portable QWIP imaging cameras*, IPT 47, 67 (2005).
- 197 : A. Manissadjian *et al.*, *Single color and dual band QWIP production results*, Proc. SPIE 6206, 14 (2006).