



HAL
open science

Transport électronique dans les détecteurs à cascade quantique

Cédric Koeniguer

► **To cite this version:**

Cédric Koeniguer. Transport électronique dans les détecteurs à cascade quantique. Physique [physics].
Université Paris-Diderot - Paris VII, 2008. Français. NNT : . tel-00491605

HAL Id: tel-00491605

<https://theses.hal.science/tel-00491605>

Submitted on 13 Jun 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)

ECOLE DOCTORALE : Constituants élémentaires - systèmes complexes

DOCTORAT

PHYSIQUE

Cédric KOENIGUER

TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS LES DETECTEURS
A CASCADE QUANTIQUE

Thèse dirigée par : Monsieur le Professeur Vincent BERGER

Soutenue le 9 juillet 2008

JURY :

M. Vincent BERGER

M. Emmanuel ROSENCHER

M. Philippe CHRISTOL

M. Philippe BOIS

Mme Nakita VODJDANI

Mme Sylvie RETAILLEAU

(Rapporteur)

(Rapporteur)

Table des matières

Introduction	1
Liste des symboles utilisés.	5
1 Evolution des détecteurs photovoltaïques intrabandes	7
1.1 Introduction à la détection infrarouge quantique	7
1.1.1 Principes de détection	7
1.1.2 Modes de fonctionnement	8
1.2 Détecteurs à puits quantiques isolés asymétriques	10
1.2.1 Simple puits : système asymétrique à deux niveaux (Princeton) . . .	10
1.2.2 Puits à deux barrières : système à 2 niveaux (Thomson-CSF)	12
1.2.3 Double puits : système à 3 niveaux (Thomson-CSF)	13
1.2.4 Conclusion sur les structures à puits asymétriques et isolés	13
1.3 QWIPs photovoltaïques asymétriques	14
1.3.1 QWIPs à barrières asymétriques (Fraunhofer)	15
1.3.2 QWIP "4 zones" (Fraunhofer)	17
1.4 Détecteurs à cascade quantique	18
1.4.1 Utilisation d'un QCL en photodétecteur (Neufchâtel)	19
1.4.2 QWIP photovoltaïque THz "QCL-like" (Neufchâtel)	19
1.4.3 Détecteurs à cascade quantique en GaAs en bande III (Thales) . . .	21
1.4.4 QCD sur InP en bande II et III (Neufchâtel)	29
1.4.5 QCD sur InP dans l'infrarouge lointain (Neufchâtel)	31
1.4.6 QCD à base de matériaux nitrures (IEF)	32
1.5 Synthèse	33
2 Modélisation du transport électronique	37
2.1 Calcul du taux de transfert entre deux sous-bandes	38

2.1.1	Justification du processus dominant	39
2.1.2	Evaluation des taux de transition	41
2.1.3	Résultats et conséquences	51
2.2	Evaluation des grandeurs électriques : structure hors équilibre	61
2.2.1	Approximation fondamentale	61
2.2.2	Expression globale de la densité de courant	61
2.2.3	Expression approchée du courant et déduction du R_0A	70
2.2.4	Relation d'Einstein	70
2.3	Comparaison avec des résultats expérimentaux	71
3	Etude d'un détecteur en bande II.	75
3.1	Présentation de la structure	75
3.2	Caractérisation	79
3.2.1	Mesures DDX	79
3.2.2	Absorption	81
3.2.3	Réponse spectrale	86
3.2.4	Résistivité	91
3.2.5	Bruit et détectivité	92
3.3	Modélisation	95
3.3.1	Simulation : étude des transferts électroniques	95
3.3.2	Etude de l'influence des paramètres	97
	Conclusion	105
	Bibliographie	107

Introduction

Les connaissances de la physique des matériaux et la maîtrise des techniques de croissance, notamment par épitaxie par jets moléculaires, ont favorisé l'apparition de structures quantiques "sur mesure" depuis le début des années 80. De nombreux dispositifs opto-électroniques ont pu être ainsi réalisés dans l'infrarouge, aussi bien d'un point de vue de la détection, dont la filière des détecteurs à puits quantiques (Quantum Well Infrared Photodetectors, QWIP) est un exemple [1, 2], que du point de vue des sources infrarouges, pour lesquelles on peut citer entre autres les lasers à puits quantiques et les lasers à cascade quantique. Les transitions inter-sous-bandes dans les puits quantiques [3] dans le système GaAs/AlGaAs, très bien maîtrisé technologiquement, couvrent typiquement des bandes spectrales dans l'infrarouge moyen. Les QWIPs, basés sur ces transitions, détectent par exemple des longueurs d'onde de l'ordre de $10 \mu m$. La détection infrarouge dont on parle est celle de l'imagerie thermique, qui permet de visualiser le rayonnement du corps noir de scènes à $300 K$. La figure ci dessous donne un exemple d'image infrarouge dans la bande III ($8 - 10 \mu m$).



La qualité des matériaux utilisés a permis la réalisation de caméras IR ayant de larges plans focaux aboutissant à des matrices de grandes dimensions avec une grande uniformité

et sans bruit en $1/f$. Le marché des caméras thermiques QWIP s'est surtout concentré sur la bande spectrale autour de $8 - 9 \mu m$. Toutefois, les détecteurs de la filière QWIP permettent à l'heure actuelle de couvrir en laboratoire un spectre assez large, allant typiquement de $1.5 \mu m$ jusqu'au domaine des TeraHertz.

La plupart des détecteurs QWIP nécessitent l'application d'une tension externe : ce sont des détecteurs photoconducteurs. Un courant d'obscurité existe alors, activé thermiquement, ce qui est une source de bruit et de saturation de l'électronique. Cela a des conséquences sur la limite de la température de fonctionnement du détecteur et donc pose des contraintes en termes de coût et de dimensions de l'imageur (encombrement dû au système de refroidissement). Par ailleurs, ces courants d'obscurité peuvent aussi dégrader les performances de la détection dans des situations où la quantité de photons à détecter est faible. Quelques structures à puits quantiques s'affranchissant de tension externe (détecteurs photovoltaïques) ont été réalisées, sans pour autant être prometteuses pour la plupart d'entre elles en termes d'applications. Nous verrons dans le premier chapitre l'évolution de ces structures, qui ont débouché sur les QWIPs photovoltaïques particuliers que sont les détecteurs à cascade quantique (QCD). Le QCD est en effet avant tout un photodétecteur de type QWIP, n'ayant pas besoin d'une tension (et donc photovoltaïque). Il permet une délocalisation des électrons grâce à l'utilisation d'une cascade de niveaux d'énergie dont le dessin a été emprunté aux structures QCLs. Ce premier chapitre dressera un comparatif de ces détecteurs photovoltaïques et montrera en quoi la filière QCD représente un nouveau type de détecteur photovoltaïque et quels sont ses atouts.

L'évolution de la filière QWIP a été de manière générale le fruit de nombreuses optimisations phénoménologiques. L'expérience pratique acquise dans les laboratoires concernés a permis l'amélioration des structures. Cependant, malgré le développement de nombreux travaux de recherche, encore aujourd'hui, et malgré notamment les connaissances approfondies de la physique des puits quantiques, la modélisation du transport dans ces structures demeure délicate. Les modèles proposés comportent de nombreux degrés de libertés, permettant certes de faciliter la bonne adéquation a posteriori avec les mesures, mais rendant difficile, dans le cas général, la prédiction avant la réalisation. A contrario de la situation des QWIPs, nous présenterons dans un second chapitre un modèle, sans autre degré de liberté que le dopage, concernant le transport électronique dans un QCD, en l'absence d'éclairement et proche de l'équilibre. Nous verrons que cette structure est finalement plus simple à modéliser qu'un QWIP classique. Le développement de ce modèle est l'essentiel de ce travail de thèse. Sa relative simplicité repose sur des hypothèses qui ont mis du temps à émerger, et dont le domaine de validité sera soigneusement précisé. Ce modèle laisse entrevoir la possibilité de prédictions fiables pour le comportement électrique d'un détecteur et pourra permettre de simuler à plus long terme les caractéristiques de la photodétection. C'est assez original qu'un détecteur quantique infrarouge puisse être entièrement simulé dans ses performances, sans avoir recours aux paramètres ajustables habituels tels la quantité de défauts de type SRH (Shockley Read Hall) ou la probabilité de capture dans un puits quantique. C'est l'un des aspects intéressants de ce travail.

Dans le chapitre 2, le modèle sera établi en faisant référence à des résultats expérimentaux sur un QCD répondant vers $8 \mu m$. Cependant, à titre d'illustration, un QCD aux

basses longueurs d'onde (vers $5 \mu m$) sera présenté dans un troisième chapitre. Il sera dans un premier temps caractérisé aussi bien d'un point de vue optique qu'électrique. Pour une première fois, notre modèle sera utilisé sur cet échantillon avec différentes valeurs de paramètres structuraux (pourcentage d'aluminium, épaisseurs, dopage). Cette étude révèle certaines limites du modèle, comme par exemple l'absence de prise en compte de la non-parabolicité pour les courtes longueurs d'onde. Elle ouvre également un processus d'analyse des variations des performances des détecteurs QCD en fonction des paramètres de croissance, toujours soumis à une barre d'erreur. Cette démarche est en effet indispensable pour l'optimisation d'un imageur thermique à base de QCD, pour préparer un éventuel développement industriel.

Liste des symboles utilisés.

E	: Energie
$\hbar\omega_{LO}$: Energie du phonon optique
ε_i	: Energie du bas de la sous-bande i .
m^*	: Masse effective.
q	: Charge élémentaire.
ε_∞	: Permittivité relative à très haute fréquence.
ε_0	: Permittivité relative statique.
χ_i	: Fonction d'onde associée à la sous-bande i .
$S_{ij}^{a,e}(E)$: Taux de transition élémentaire, en absorption (a) ou en émission (e), entre deux états dans les sous-bandes i et j , partant d'un état d'énergie E dans la sous-bande i .
$G_{ij}^{a,e}(E)$: Taux de transition, en absorption (a) ou en émission (e), entre un état d'énergie E dans la sous-bande i et tous les états d'arrivée possibles dans la sous-bande j .
$G_{ij}^{a,e}$: Taux de transition global, en absorption (a) ou en émission (e), entre deux sous-bandes i et j .
f	: Fonction de Fermi-Dirac.
n_{opt}	: Statistique de Bose-Einstein.
D	: Densité d'états.
n_{2D}	: Densité globale d'électron (2D).
n_i	: Densité de porteurs d'une sous-bande i .
τ, τ_i	: Durée de vie associée à : une cascade (entière), à une sous-bande i .
L	: Epaisseur d'une période.
μ	: Mobilité des porteurs.
D^*	: Coefficient de diffusion.

Chapitre 1

Evolution des détecteurs photovoltaïques intrabandes

1.1 Introduction à la détection infrarouge quantique

Nous allons présenter succinctement dans ce chapitre l'évolution des détecteurs photovoltaïques à puits quantiques dans le domaine infrarouge (IR), afin de justifier l'apparition des détecteurs à cascade quantique (QCD). Une synthèse des performances de ces détecteurs sera établie à la fin de ce chapitre.

Nous allons dans un premier temps rappeler brièvement les différents principes de détection quantique ainsi que les différents modes d'utilisation.

1.1.1 Principes de détection

On peut classer les détecteurs quantiques en deux catégories, selon les bandes d'énergie concernées par la détection : la détection peut être inter-bande (elle a lieu entre la bande de conduction et la bande de valence) ou intra-bande (elle a lieu au sein de la bande de conduction, ou éventuellement de valence).

Détection inter-bande

C'est le principe de détection quantique le plus couramment utilisé et le plus simple. Suite à l'absorption d'un photon d'énergie plus grande que le gap du matériau, il y a création d'une paire électron/trou dans la bande de conduction et de valence. L'électron et le trou sont ensuite séparés à l'aide d'un champ (soit externe, soit interne). Dans le proche infrarouge et le visible, c'est le principe de base des capteurs des appareils photos. Le semiconducteur utilisé dans ce cas est le silicium.

Dans l'infrarouge moyen, les détecteurs à base de MCT ou d'InSb utilisent ce principe de détection, et occupent aujourd'hui la majorité du marché des caméras de haute performance.

Détection intra-bande

La détection a lieu au sein d'une même bande. Deux principes sont couramment utilisés :

- la détection par photo-émission interne : les électrons franchissent une barrière de potentiel suite à l'absorption d'un photon. Les photodiodes Schottky utilisent ce principe. Ces diodes PtSi ont quasiment disparu dans le domaine de la détection infrarouge pour des raisons de rendement quantique trop faible.
- la détection entre deux sous-bandes d'énergies. La réalisation de puits quantiques au sein de la bande de conduction, permet de créer des sous-bandes d'énergies au sein de cette même bande. Ce type de dispositif exploite les transitions radiatives (pour l'absorption) et non-radiatives (pour le transport) entre ces sous-bandes d'énergie. La réalisation de telles structures fines a été rendue possible par la maîtrise des moyens de croissance. Elles ont l'avantage de pouvoir être ajustées à la longueur d'onde voulue, en modifiant les paramètres des puits et barrières (matériaux, dimensions physiques), et sont caractérisées par une bonne reproductibilité et une très bonne homogénéité. Les techniques de fabrication et d'utilisation en font des détecteurs très performants. L'uniformité, la qualité du matériau GaAs/AlGaAs qui prémunit du bruit en $1/f$, le rendement de fabrication de grandes matrices 2D sont les qualités principales de cette filière qui a permis l'apparition d'un nouveau type de caméras sur le marché ces dernières années [4, 5]. Ces détecteurs sont les fameux QWIPs [2].

1.1.2 Modes de fonctionnement

On distingue deux modes de fonctionnement concernant les détecteurs quantiques : le mode photoconducteur et le mode photovoltaïque, que la détection soit interbande ou intrabande.

Mode photoconducteur

Dans ce mode de fonctionnement, la détection se repère par une variation de conductance (donc de résistance ou encore, de courant à tension fixe) du dispositif. La structure a besoin d'être polarisée afin de faire circuler les électrons dans le circuit externe et de repérer cette variation. Sous illumination, la structure ne fournit à priori aucun courant à tension nulle et aucune tension n'apparaît à vide.

C'est le cas des QWIPs qui sont utilisés dans toutes les caméras thermiques à puits quantiques, dont le principe est rappelé sur la figure 1.1 : suite à l'absorption de photons, les électrons, initialement localisés sur les niveaux 2D au fond des puits dopés, sont excités dans le continuum. Un champ électrique permet alors de les collecter vers les contacts.

La nécessité d'appliquer une tension pour connaître le photocourant est contraignante : sous tension, le courant global est la somme d'un courant d'obscurité et du photocourant. Ce courant d'obscurité n'apporte aucune information liée au signal incident à détecter et augmente la valeur du courant total, ce qui peut gêner la conversion courant-tension réalisée au niveau du circuit de lecture. Ce dernier, basé sur la charge d'un condensateur,

sera plus vite saturé par ce courant plus important que le courant utile seul, limitant ainsi le temps de charge du condensateur. Ce phénomène n'est gênant que si la taille du pixel (et de la capacité) est faible, ou si la quantité de photons à détecter est faible par rapport au courant d'obscurité. Dans certains types d'applications (bandes spectrales avec peu de photons, petits pixels, temps d'intégration permis longs), le schéma photoconducteur du QWIP peut voir ses performances limitées par la présence du courant d'obscurité. Afin de minimiser ce courant, la température de fonctionnement doit être basse (typ. 77 K), ce qui rajoute des contraintes pour la réalisation de l'imageur.

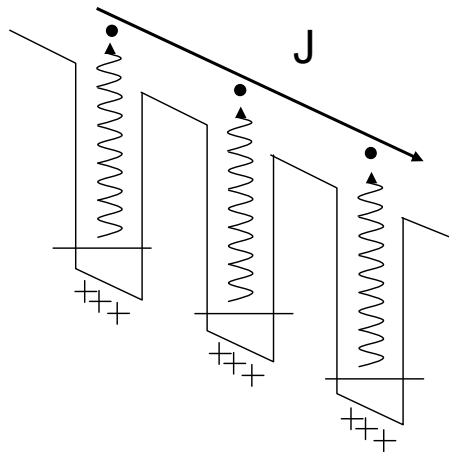


FIG. 1.1 – Schéma de principe de détection à l'aide d'un QWIP photoconducteur : l'application d'un champ électrique est nécessaire pour faire circuler les électrons photo-excités dans le continuum.

Mode photovoltaïque

Ce mode de détection est caractérisé par l'apparition d'une tension aux bornes du dispositif sous éclairage. Un déplacement de charges sous illumination crée un champ interne qui fait circuler également les charges dans la structure. En chargeant le détecteur sur un circuit externe, un courant apparaît (même à tension nulle) : il s'agit du photocourant. Contrairement au mode photoconducteur, il permet de s'affranchir du courant d'obscurité : à tension nulle, seul le photocourant circule dans la structure et dans le circuit de lecture associé, évitant ainsi une saturation du condensateur réalisant la conversion courant-tension. Le temps de stockage associé pourra donc être augmenté par rapport à un détecteur opérant en mode photoconducteur, ce qui peut être intéressant pour certaines applications. S'affranchissant de ce courant d'obscurité perturbateur, la température de fonctionnement de tels détecteurs peut potentiellement être plus élevée.

Synthèse

L'intérêt des détecteurs photovoltaïques intra-bande est donc double : permettre de profiter des avantages de la détection quantique intra-bande en termes de procédés de

fabrication et de performances (uniformité et qualité des matériaux), dans des conditions d'utilisations présentant des exigences particulières (température de fonctionnement, faible flux de photons, pixels de faibles dimensions).

Les principaux imageurs infrarouge utilisant la détection quantique sont soit des détecteurs inter-bande photovoltaïques (exemple de la filière MCT), soit des détecteurs intra-bandes photoconducteurs (exemple de la filière QWIP standard). Les QCDs étant issus de la filière QWIP (détection intra-bande), il apparaît important de commencer dans ce premier chapitre par dresser l'état de l'art sur l'évolution des détecteurs intra-bandes photovoltaïques. En effet, le QCD n'est pas la première tentative de conception d'un détecteur qui soit à la fois intra-bande et photovoltaïque.

Nous présenterons dans un premier temps les dispositifs photovoltaïques à simple ou double puits quantiques, ces dispositifs étant les plus simples en terme de structure et les premiers proposés. Ils ont permis de mettre en évidence la possibilité d'utiliser le mode photovoltaïque pour la filière de détection intra-bande. Nous verrons ensuite quelques détecteurs issus directement de détecteurs QWIPs, adaptés à la détection photovoltaïque. Enfin, nous présenterons l'évolution des détecteurs à cascade quantique, depuis le brevet déposé par Vincent Berger (Thales) en 2001.

1.2 Détecteurs à puits quantiques isolés asymétriques

Nous allons voir que ces systèmes isolés sont tous caractérisés par une réponse en A/W faible, due à de fortes impédances. La conséquence directe est que nous n'aurons pas accès pour ces structures à la réponse en A/W , mais en V/W , à la différence des autres structures photovoltaïques vues ultérieurement, rendant difficile la comparaison entre tous les détecteurs. En effet, les impédances ne sont pas toujours communiquées dans les publications.

1.2.1 Simple puits : système asymétrique à deux niveaux (Princeton)

Le premier système photovoltaïque intra-bande à puits quantiques que l'on peut mentionner a été développé à Princeton [6]. Il repose sur une transition entre deux sous-bandes d'un puits quantique, puis sur une délocalisation des électrons excités vers un puits voisin. Le puits principal est réalisé en GaAs intrinsèque, pris en sandwich entre deux couches d'AlGaAs, dont l'une de longueur 600 Å est fortement dopée (10^{18} cm^{-3} , cf figure 1.2). Ce fort dopage permet d'obtenir une courbure de la bande de conduction afin de réaliser un puits de potentiel parabolique, comme le montre la figure 1.2. Ce détecteur est constitué d'un unique puits.

Suite à l'absorption d'un photon, les électrons localisés sur le niveau E_0 (lié au puits) sont transférés vers le niveau E_1 . La barrière de potentiel séparant le puits parabolique du puits carré étant fine, ces électrons peuvent passer par effet tunnel et se relaxer dans le puits parabolique. On a ainsi un déplacement de charges, engendrant l'apparition d'une tension aux bornes de l'ensemble. La largeur du puits carré permet de modifier l'écart d'énergie entre les deux niveaux, et d'ajuster la longueur d'onde de détection (dans la bande III).

Plus le niveau d'énergie E_1 est élevé (donc plus le puits est fin et plus la longueur d'onde au pic est courte) et plus la délocalisation des électrons sera efficace (la barrière étant plus fine, l'effet tunnel est alors plus important), mais moins la force d'oscillateur sera grande. La réponse au pic ne sera alors pas constante en fonction de la largeur du puits. Le compromis force d'oscillateur/effet tunnel rappelle celui entre la force d'oscillateur et l'extraction électronique dans un QWIP, qui mène à la solution liée-quasi liée [2]. Dans la publication [6], ce compromis est obtenu pour un puits de 50 \AA (avec deux barrières ayant des pourcentages d'aluminium de 20 % et 40 %), ce qui correspond à une longueur d'onde de $7 \mu m$. La réponse spectrale au pic d'un tel échantillon est de $130 V/W$, la mesure étant réalisée à $77 K$, pour un pixel de $4 mm^2$, le flux optique étant envoyé par la tranche (à 90°), c'est à dire dans le plan parallèle aux couches. Cette géométrie de dispositifs est donc incompatible avec une utilisation en matrice. Le rendement quantique est estimé grossièrement par les auteurs aux alentours de 1 %. Afin de comparer les performances d'un tel dispositif aux autres détecteurs, nous pouvons estimer la réponse au pic en A/W , en utilisant la relation relative aux détecteurs photovoltaïques [3], qui permet de relier la réponse au pic et le rendement quantique :

$$R = \eta \frac{q\lambda}{hc}$$

Nous obtenons $56 mA/W$ avec ce couplage par la tranche. Par ailleurs, le photocourant n'est pas mentionné dans l'article. Ce détecteur, bien que non exploitable en matrice, a le mérite d'avoir montré le concept de déplacement des électrons photo-excités, à la base des détecteurs photovoltaïques inter-sous-bandes, y compris les QCDs.

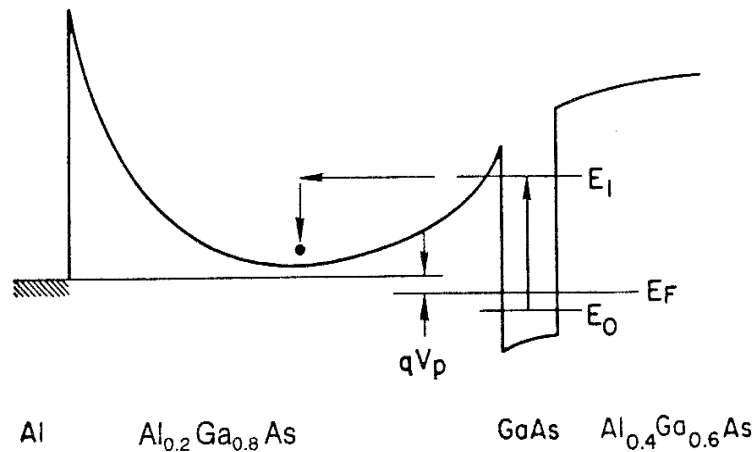


FIG. 1.2 – Evolution de la bande de conduction dans la structure asymétrique.

1.2.2 Puits à deux barrières : système à 2 niveaux (Thomson-CSF)

Une autre variante consiste à réaliser un puits quantique (GaAs/AlGaAs) à l'aide de deux barrières consécutives de tailles différentes [7, 8], dont les hauteurs sont ajustées à l'aide d'une variation du pourcentage d'aluminium, comme le montre la figure 1.3. Cela donne un puits quantique asymétrique en forme d'escalier, connu dans la littérature sous le nom de "step QW". Nous avons représenté sur cette figure les fonctions d'ondes associées aux deux niveaux d'énergie du puits de potentiel ainsi formé. Les croix représentent les barycentres de ces deux fonctions d'ondes, ces deux barycentres étant disjoints en raison de l'asymétrie de la structure. Le principe de détection est le suivant : sous illumination, les électrons sont excités vers le niveau supérieur et une séparation des charges apparaît, en raison de la délocalisation des fonctions d'onde (le déplacement moyen est de l'ordre de grandeur de 20 Å sur la figure). Les électrons excités se relaxent ensuite vers le niveau fondamental. Le temps de relaxation associé est très court (typiquement 6 ps), en raison de la proximité des deux barycentres et du couplage important entre les deux fonctions d'onde. Cette faible valeur permet de comprendre pourquoi la structure ne sera pas caractérisée par un effet photovoltaïque important, en raison de ce retour rapide à l'état d'équilibre. Afin d'augmenter la tension aux bornes de l'échantillon, 12 périodes ont été mises en série.

Dans un tel détecteur, le photocourant est négligeable et non détectable, d'après les

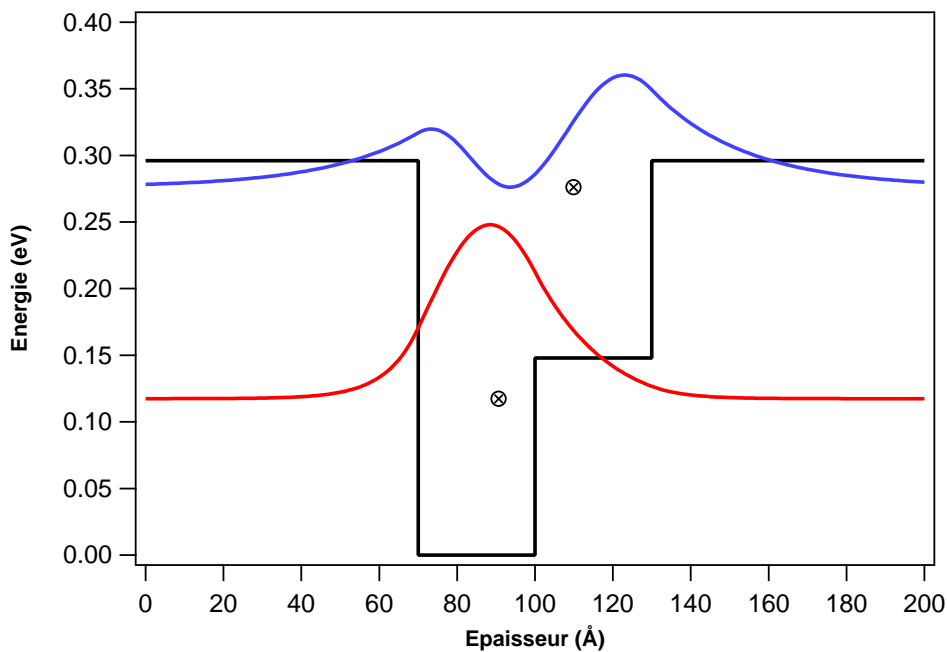


FIG. 1.3 – Diagramme des bandes du puits asymétrique et fonctions d'onde associées. Le trait noir représente l'allure du bas de la bande de conduction. Les deux fonctions d'onde sont représentées. Les croix correspondent aux barycentres des deux fonctions d'onde.

auteurs, car les électrons ne circulent pas dans la structure, puisqu'ils retombent essen-

tiellement sur le niveau fondamental après excitation. Il y a quand même quelques électrons qui peuvent sortir du puits asymétrique, par excitation thermique, et qui les emène dans le continuum (à haute température), ou par effet tunnel puits à puits, plus probable quand l'électron est dans l'état excité que dans l'état fondamental (à basse température). Ce sont ces quelques électrons qui donnent lieu au photocourant, qui reste faible et non détectable. Un échantillon, absorbant à $10 \mu m$ et constitué de pixels de dimensions $500 \mu m \times 600 \mu m$, a permis d'évaluer la réponse à $77 K$ aux alentours de $9 \mu V/W$, sous incidence de Brewster. Cette asymétrie entre les fonctions d'onde du fondamental et du niveau excité, introduite par cette structure, sera également présente dans le QCD.

1.2.3 Double puits : système à 3 niveaux (Thomson-CSF)

Les faibles performances du détecteur du paragraphe précédent proviennent du court temps de relaxation des électrons du niveau excité vers le niveau fondamental, dû au fait que l'élément de matrice entre ces deux niveaux est élevé. Afin d'augmenter cette durée de vie, et donc ces effets de polarisation (séparation de charges), un dispositif à 3 niveaux a été proposé [9, 8]. L'idée consiste à isoler le plus possible les deux fonctions d'onde concernées, afin de bloquer le retour des électrons vers le niveau fondamental, la transition entre ces deux niveaux se faisant à l'aide d'un troisième niveau "métastable" d'énergie plus élevée. La figure 1.4 représente l'allure du bas de la bande de conduction dans la structure avec les fonctions d'onde, pour une période du dispositif. Un échantillon comportant 50 périodes et absorbant à $10 \mu m$ a été réalisé et caractérisé par les auteurs des deux références. L'absorption d'un photon permet de transférer les électrons du niveau E_1 vers les niveaux E_3 ou E_4 . Ils se relaxent (entre autre) vers le niveau E_2 , dont la fonction d'onde est délocalisée par rapport à celle du premier puits : un déplacement de charges de l'ordre de 300 \AA apparaît de manière beaucoup plus significative que le déplacement de charge du dispositif à simple puits quantique asymétrique précédent. Cette augmentation est obtenue au détriment d'une probabilité de transfert électronique des niveaux E_3/E_4 vers le niveau E_2 qui est très inférieure à 1. Il est alors possible que l'électron excité retourne au niveau E_1 , l'absorption du photon n'ayant alors rien donné. Le rendement quantique en est affecté. Le temps de relaxation associé à la transition $E_2 \rightarrow E_1$ est également augmenté par rapport au puits asymétrique ($\approx 60 ps$), en raison du blocage des électrons par la barrière intermédiaire. La réponse (en V/W) est donc augmentée par rapport au simple puits asymétrique [10] : elle vaut $3.3 mV/W$ à $77 K$, pour un pixel de $500 \mu m \times 600 \mu m$, la mesure étant réalisée sous incidence de Brewster. Par ailleurs, l'impédance en basse température n'est pas mesurable (supérieure à $10 G\Omega$). La réponse reste faible là encore, car les électrons ne circulent pas dans la structure (on retrouve le même défaut que le dispositif précédent), ne créant pas de photocourant détectable en l'absence de tension externe.

1.2.4 Conclusion sur les structures à puits asymétriques et isolés

Toutes ces structures à base de puits quantiques asymétriques (asymétrie due au fond du puits ou à une double structure) souffrent toutes d'une réponse (en A/W) faible car les électrons circulent mal dans l'ensemble de la structure, puisque les puits sont isolés (le

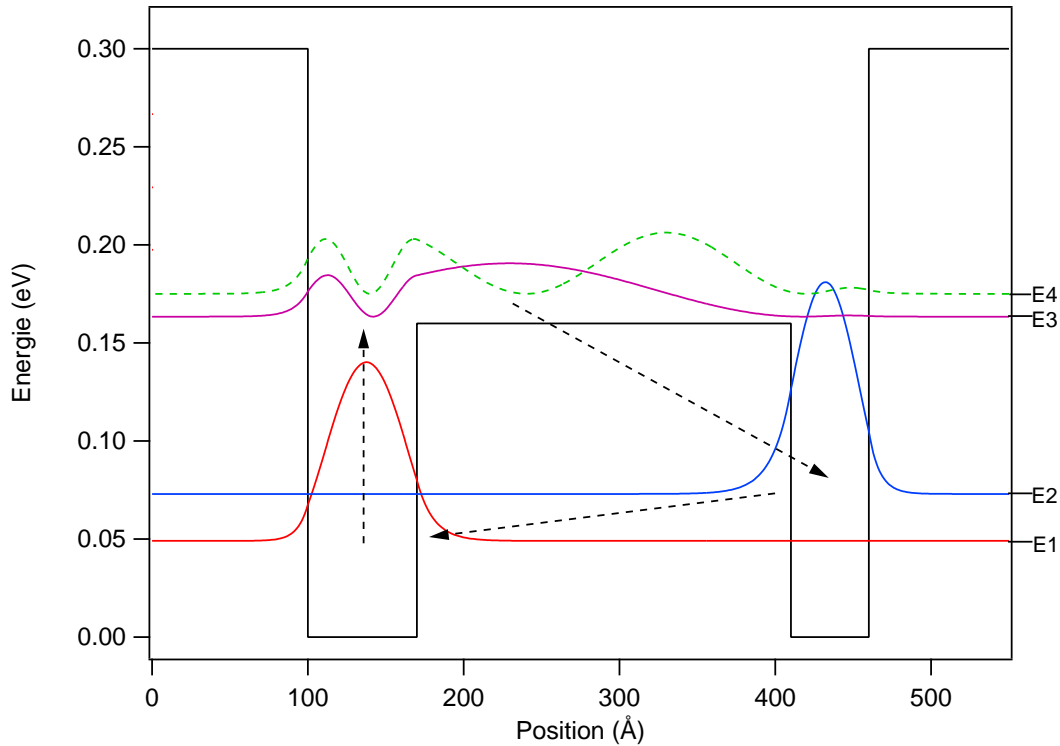


FIG. 1.4 – Evolution du bas de la bande de conduction d'un double puits asymétrique, avec les fonctions d'ondes associées aux 4 premiers niveaux.

photocourant est donc très faible, et non mesurable dans la plupart des cas). Seules les réponses en V/W sont accessibles et données, car seule la tension à vide est mesurable. Une autre façon de dire la même chose est de constater que l'impédance du dispositif est élevée (cf dernière structure présentée) : en raison des barrières hautes et larges, le dispositif est très résistif. En conséquence, la réponse en A/W (ie le photocourant), qui est reliée à la réponse en tension (en V/W) par l'impédance du dispositif, est faible (figure 1.5). Le photocourant (ie le courant à $V = 0$) est proche de l'origine, et difficile à détecter tandis que la tension à vide est élevée et donc facilement mesurable. C'est un défaut, car si le photocourant exporté par le détecteur est très faible, la caméra sera limitée par le bruit de l'électronique du circuit de lecture qui sera important devant le signal.

1.3 QWIPs photovoltaïques asymétriques

Nous allons présenter dans cette partie deux détecteurs photovoltaïques, dont les structures sont proches de celles des QWIP photoconducteurs "classiques", et ont été adaptées pour en faire un détecteur photovoltaïque.

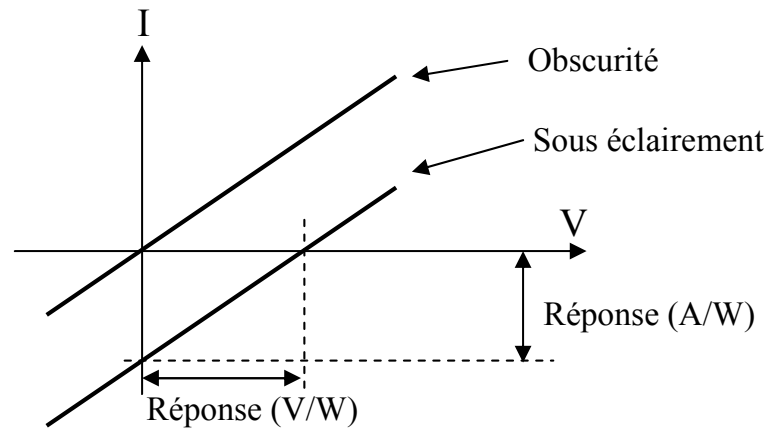


FIG. 1.5 – La lumière translate la caractéristique $I(V)$ proportionnellement au flux incident. On peut alors mesurer le courant avec un dispositif de faible impédance (la mesure correspond alors à l'ordonnée à l'origine) et on obtient ainsi le photocourant puis la réponse en A/W . On peut aussi mesurer une tension avec un dispositif de forte impédance, ce qui permet d'obtenir la réponse en V/W (abscisse à l'origine). Les deux réponses sont reliées par l'impédance du dispositif.

1.3.1 QWIPs à barrières asymétriques (Fraunhofer)

La première structure est issue d'un QWIP comportant 40 puits quantiques en GaAs non dopés (largeur des puits : 65 \AA), possédant des barrières asymétriques (en AlGaAs) partiellement dopées [11]. Chaque barrière est constituée d'un empilement de 3 barrières :

- une première barrière en $Al_{0.27}Ga_{0.63}As$ de 50 \AA , non dopée
- une seconde barrière en $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ de 40 \AA , dopée
- une troisième barrière en $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ de 410 \AA , non dopée

Le profil de la bande de conduction ainsi que les trajets des électrons photo-excités sont représentés sur la figure 1.6. Le principe de détection est le suivant : les électrons situés sur le niveau fondamental du puits sont excités vers les niveaux d'énergie proches du haut de la barrière basse (barrière de gauche), l'écart énergétique entre ces niveaux correspondant à une longueur de $10 \mu m$. En raison de l'asymétrie des deux barrières, les électrons se désexcitent majoritairement vers la gauche. Les électrons se relaxent ensuite vers le niveau fondamental du puits voisin, à gauche. Certains électrons (minoritaires) passent par effet tunnel à travers la barrière de droite, diminuant le courant total.

La réponse spectrale obtenue à $0 V$ est de $50 mA/W$, pour un pixel ayant une surface de $0.04 mm^2$, à $77 K$ et sous une incidence de 45° . Comme nous le verrons plus loin, ce dispositif possède donc des performances (en terme de réponse) analogues à celles des QCD, lorsqu'il est utilisé en photovoltaïque pur, c'est à dire à $0 V$. Quand on regarde le chemin électronique et les fonctions d'onde, on remarque d'ailleurs que la structure ressemble beaucoup à celle d'un QCD, à part que les électrons empruntent des états "quasi" 3D du continuum pour se relaxer, alors que les électrons empruntent une cascade d'états 2D dans le cas du QCD. Nous verrons cependant que le bruit est assez important dans

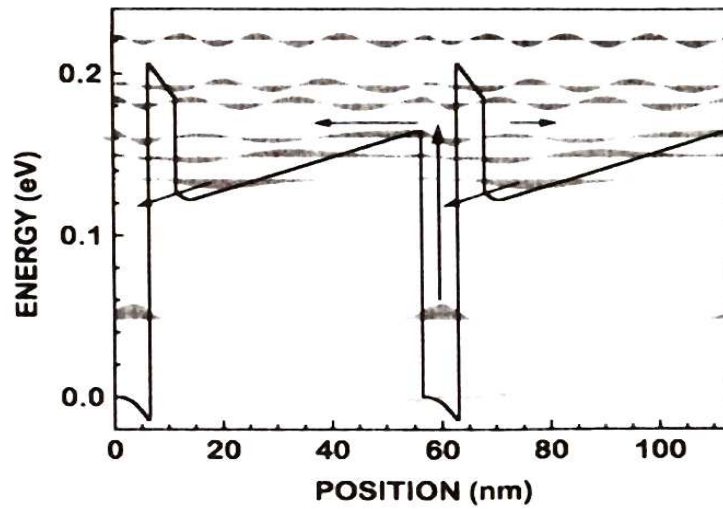


FIG. 1.6 – Allure de la bande de conduction, des fonctions d'onde et trajets des électrons photo-excités pour une période du QWIP photovoltaïque de l'article [11]

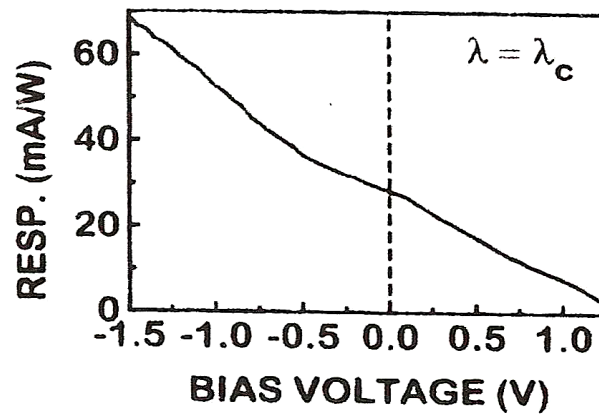


FIG. 1.7 – Evolution de la réponse au pic en fonction de la tension appliquée à 77 K.

ces détecteurs, peut-être à cause du dopage dans la barrière qui diminue son impédance. Le dessin est tout de même intéressant, et peut être à retenir sans dopage.

La réponse au pic varie en fonction de la tension appliquée à la structure (figure 1.7). En effet, l'application d'un champ va déformer les barrières et modifier ainsi la proportion de passage des électrons photo-excités par effet tunnel d'un côté ou de l'autre du puits. Pour une tension de 1.3 V, la réponse devient nulle : les électrons photo-excités ont la même probabilité de passer à gauche (en direction du puits de la période suivante) qu'à droite (à travers la barrière voisine du puits) par effet tunnel.

1.3.2 QWIP "4 zones" (Fraunhofer)

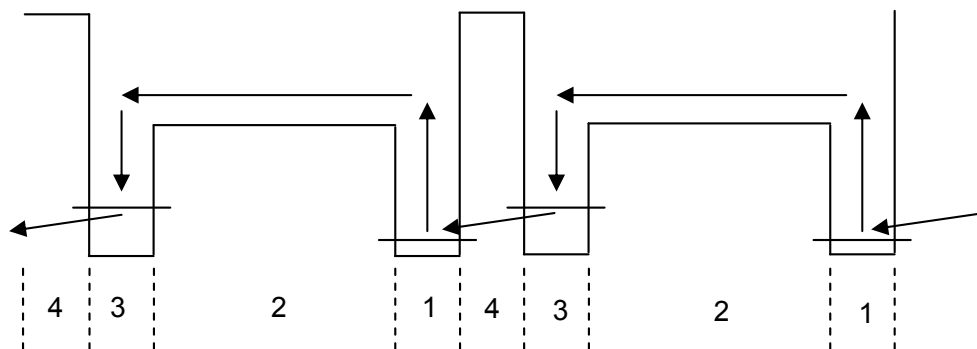


FIG. 1.8 – Allure de la bande de conduction du détecteur "quatre zones" et trajet typique d'un électron photo-excité.

Il existe une variante du détecteur QWIP précédent, s'inspirant également du détecteur à double puits asymétriques du paragraphe 1.2.3, page 13, appelé "schéma quatre zones" [12]. Cette structure a été conçue par la même équipe que la structure précédente, l'année suivante. Elle est donc apparue comme une amélioration de la structure précédente. Nous verrons qu'elle améliore en effet la détectivité grâce à une impédance beaucoup plus forte, mais la réponse est cependant plus faible. Les quatre zones, représentées sur le diagramme des bandes de la figure 1.8, sont répétées 20 fois et permettent de créer un photocourant. Elles ont les rôles suivants :

- Zone 1 : zone d'excitation, constituée d'un puits en $GaAs$ dopé (de taille typique 48 Å). Les électrons sont transférés du niveau fondamental du puits vers les niveaux excités, localisés au dessus de la bande de conduction de la seconde zone. Cette transition correspond à une longueur d'onde de détection de $8.4 \mu m$.
- Zone 2 : zone de transport, réalisée en $Al_{0.24}Ga_{0.76}As$, de longueur typique 450 Å. Les fonctions d'ondes associées à cette zone doivent avoir des recouvrements sur les deux puits de part et d'autre. Les niveaux d'énergie correspondants jouent le rôle du niveau E_3 de la structure à double puits asymétrique, structure à 3 niveaux.
- Zone 3 : zone de capture. L'élément de matrice entre les fonctions d'onde doit être important, afin de collecter les électrons photo-excités dans ce puits. Cette zone est

constituée soit d'un simple puits en $GaAs$ de longueur typique 36 Å (échantillon 1), soit de deux puits en $GaAs$ de dimensions typiques 30 et 18 Å séparés d'une barrière en $Al_{0.24}Ga_{0.76}As$ d'épaisseur typique 18 Å (échantillon 2).

Zone 4 : zone de passage par effet tunnel. Cette zone doit favoriser la relaxation des électrons de la zone de capture vers le niveau fondamental de la période suivante. En outre, cette barrière doit favoriser le sens des électrons de la zone d'excitation vers la zone de capture à gauche (mouvement droite-gauche des électrons) et doit bloquer le passage des électrons de la zone d'excitation vers la zone de capture à droite (mouvement gauche-droite des électrons). Cette zone est réalisée à l'aide de la succession des barrières suivantes : 6 Å de $AlAs$, 18 Å de $Al_{0.24}Ga_{0.76}As$, 6 Å de $AlAs$, 30 Å de $Al_{0.24}Ga_{0.76}As$.

Un puits quantique a été rajouté par rapport à la structure précédente pour améliorer la capture (correspondant à la zone 3 sur la figure 1.8). De plus, cette fois la structure est non dopée dans la barrière afin d'améliorer son rôle bloquant dans le transport. Cela oblige à appliquer une tension pour aider les électrons photo-excités à changer de période, au détriment d'un fonctionnement photovoltaïque pur. La réponse est faible à 0 V, mais s'améliore quand on applique une tension. On a finalement un fonctionnement intermédiaire entre photconducteur et photovoltaïque. Les réponses spectrales au pic (à 8.4 μm), à 0 V et à 77 K, sont égales à 3.5 mA/W pour l'échantillon 1, et 10 mA/W pour l'échantillon 2, les pixels testés ayant 120 μm de côté, et la mesure étant réalisée sous une incidence de 45°. La raison pour laquelle la réponse est faible à 0 V est la mauvaise extraction des électrons du continuum vers la période suivante. Là encore, la probabilité qu'un électron photo-excité retombe vers le niveau fondamental est élevée. C'est le défaut de cette structure, et on verra que c'est là que le QCD propose une amélioration des performances.

Enfin, comme dans le cas du détecteurs précédent, la réponse varie en fonction du potentiel appliqué, comme le montre la figure 1.9.

1.4 Détecteurs à cascade quantique

Nous allons présenter dans cette partie les différents photodétecteurs utilisant une cascade de niveaux d'énergie, appelés détecteurs à cascade quantique (QCD), permettant une désexcitation plus efficace des électrons photo-excités vers la période suivante. Bien que le principe du QCD ait été breveté à Thales [13], nous présenterons dans un premier temps les deux premiers dispositifs expérimentaux réalisés à Neufchatel, utilisant le phénomène de cascade des lasers à cascade quantique (QCL), dans les bandes II, III et THz. Nous détaillerons ensuite les échantillons réalisés dans notre laboratoire, en bande III. Enfin, d'autres QCDs ont vu le jour plus récemment dans l'équipe de Neufchatel, permettant de valider ces dispositifs en bande II et dans l'infrarouge lointain, ainsi qu'à l'IEF, à plus courte longueur d'onde, en utilisant le système de matériaux GaN/AlGaIn.

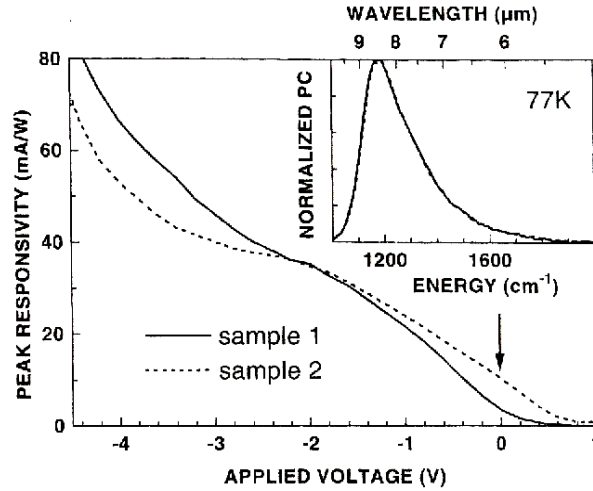


FIG. 1.9 – Evolution de la réponse spectrale au pic en fonction de la tension appliquée pour les deux échantillons du détecteur "quatre zones".

1.4.1 Utilisation d'un QCL en photodétecteur (Neufchâtel)

Afin de montrer la faisabilité d'une structure à cascade quantique pour réaliser un photodétecteur infrarouge, une équipe de Neufchâtel a testé des lasers à cascade quantique (QCL) utilisés en tant que photodétecteur [14]. Deux QCLs en InGaAs/InAlAs ont fait l'objet de tests : l'un à $5.3 \mu\text{m}$ utilisant une résonance à 2 phonons (échantillon 1) et comportant 28 périodes, l'autre à $9.3 \mu\text{m}$, constitué de 35 périodes. Deux types de pixels sont disponibles : $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ et $300 \times 40 \mu\text{m}^2$.

Le spectre du photocourant fait apparaître les différentes transitions entre les différents niveaux d'énergie. Les réponses au pic sont égales à $120 \mu\text{A}/\text{W}$ pour l'échantillon 1 et $50 \mu\text{A}/\text{W}$ pour l'échantillon 2, les mesures étant réalisées sous incidence de 45° . Ces réponses, constantes avec la température, sont faibles, en comparaison des réponses obtenues avec des structures QWIP traditionnelles. C'est assez normal compte-tenu du fait que la structure de base est conçue pour établir une cascade de sous-bande sous champ (et non à 0 V), avec d'autres facteurs de mérite.

1.4.2 QWIP photovoltaïque THz "QCL-like" (Neufchâtel)

Le test du paragraphe précédent a été renouvelé dans le domaine des THz [15]. En s'inspirant des structures des QCL THz, la même équipe propose un design de type super-réseau afin de détecter aux alentours de $84 \mu\text{m}$. La structure, réalisée en $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$, comporte 6 puits et barrières et 60 périodes, et possède trois tailles de pixels : 220 , 450 , $900 \mu\text{m}$ de côté. La structure de bande de deux périodes successives est représentée sur la figure 1.10. Les électrons, associés à la fonction d'onde du niveau fondamental (niveau le plus bas), sont excités vers les niveaux d'énergie aux alentours de 25 meV . Ils peuvent

1.4.3 Détecteurs à cascade quantique en GaAs en bande III (Thales)

Deux générations de QCDs, détectant un signal photonique, ont été réalisées dans notre laboratoire, ayant fait l'objet d'une thèse [16], dans laquelle le lecteur pourra retrouver en détail les caractéristiques de ces échantillons. Nous allons dans un premier temps rappeler le principe de détection d'un QCD sur un exemple simple, avant de présenter le premier échantillon opérationnel, puis un QCD améliorant certains défauts détectés dans le QCD de "première génération".

Principe de détection

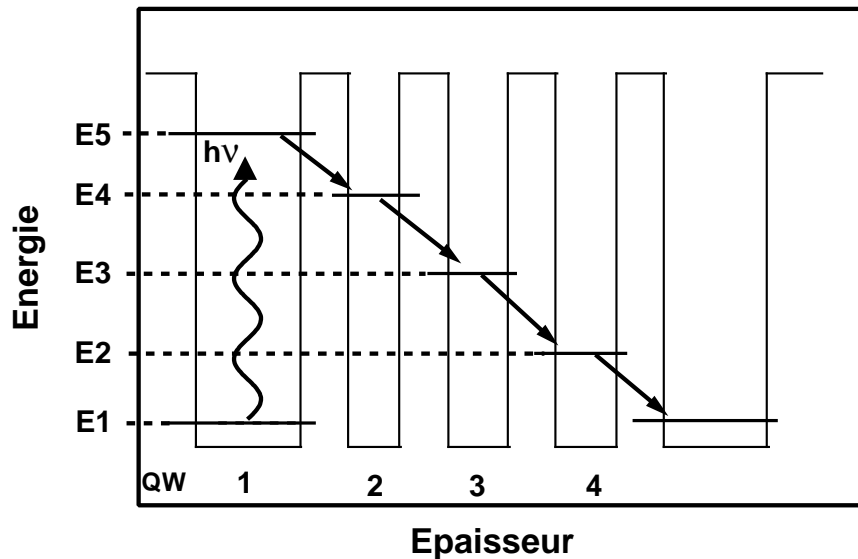


FIG. 1.11 – Schéma de principe de photodétection d'un QCD.

La figure 1.11 schématise la structure d'une période d'un QCD à 5 puits et barrières. Nous avons représenté sur cette figure les niveaux d'énergie, en ne représentant que la partie sur laquelle les fonctions enveloppes associées sont significatives. Le dispositif est ajusté pour avoir un écart d'énergie $E_5 - E_1$ correspondant à l'énergie des photons à détecter, et pour avoir des niveaux E_1 à E_5 formant une "cascade". Seul le premier puits de chaque période est dopé, afin de peupler en électrons le niveau d'énergie E_1 (fondamental). Le principe de détection est le suivant : l'absorption de photons permet de transférer des électrons du niveau fondamental vers le niveau d'énergie E_5 . En raison de la proximité des deux premiers puits, il existe un fort couplage entre ces deux puits : l'élément de matrice correspondant aux deux fonctions enveloppes associées aux énergies

E_4 et E_5 est important. Une grande partie des électrons photo-excités sur le niveau E_5 vont se relaxer, via une interaction électron-phonon, vers le niveau E_4 . De même, en raison du fort couplage entre les niveaux E_4 et E_3 , ces électrons vont alors se relaxer à leur tour vers le niveau E_3 et ainsi de suite. Au final, une certaine quantité d'électrons photo-excités sur le niveau E_5 , et étant initialement sur le niveau fondamental de la première période, vont se retrouver sur le niveau fondamental E_1 de la période suivante, en se relaxant de proche en proche à travers les niveaux de la cascade. Il y a donc une délocalisation des électrons : une tension apparait aux bornes du dispositif (et donc un courant circule dans le dispositif si on le connecte à un circuit externe d'impédance non-infinie). Pour avoir une bonne réponse spectrale, le dispositif QCD doit donc être caractérisé par :

- une force d'oscillateur importante entre les niveaux E_1 et E_5 afin d'avoir une bonne absorption (et d'avoir une grande quantité d'électrons photo-excités sur le niveau E_5)
- de favoriser la relaxation des électrons à travers la cascade, en évitant les relaxation vers le niveau initial.

Première génération

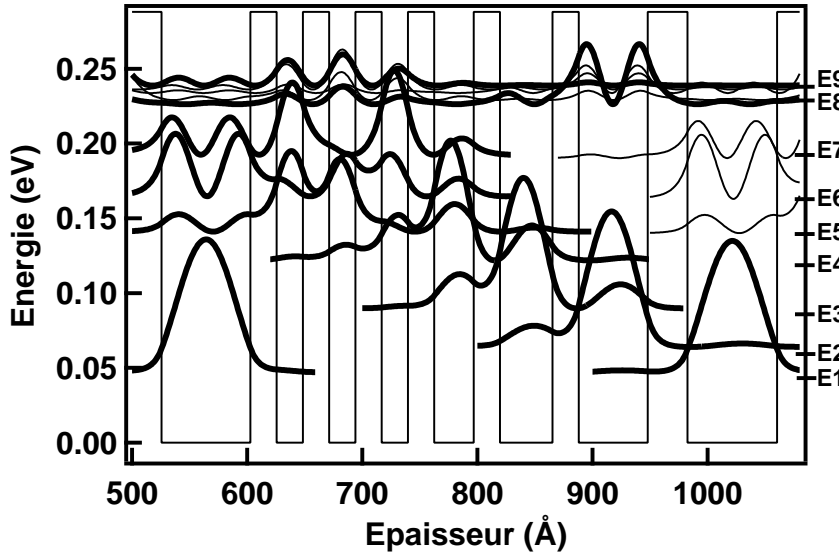


FIG. 1.12 – Evolution du bas de la bande de conduction ainsi que les fonctions enveloppes associées aux niveaux d'énergie pour une période des QCDs de "première génération".

Une première génération ¹ de QCD su GaAs a été présentée [17]. La figure 1.12 représente l'allure du bas de la bande de conduction et les fonctions enveloppes pour une

¹Deux échantillons ont été processé : Var2365 et Var2369, ayant 40 périodes chacun. Cette première génération nous a permis, d'une part de valider le principe de détection du QCD et d'autre part d'en déduire quelques règles à respecter pour réaliser un meilleur design. Deux numéros repèrent l'étape de technologie (réalisation des méso, réseaux et contacts) : T270 et T271.

période. Les échantillons possèdent deux tailles de pixels : 50 ou 100 μm de côté, certains pixels ayant des réseaux de couplage optique. La figure 1.13 représente le spectre d'absorption d'un des deux échantillons. Ce spectre a été réalisé à température ambiante, dans un FTIR, en configuration multi-passages (typ. 11 passages) sous incidence de Brewster afin d'en augmenter le couplage. Les pics d'absorption sont reliés aux transitions entre les niveaux initiaux E_1 et E_2 vers les autres niveaux d'énergie. On repère ainsi 4 transitions essentielles :

- La transition $E_2 \rightarrow E_8/E_9$. C'est une transition "parasite", qui ne fait pas l'objet d'une détection voulue. La proximité en énergie des niveaux E_1 et E_2 (17 meV) permet d'avoir une densité d'électrons à l'équilibre non négligeable sur le niveau E_2 à haute température. Afin de réduire l'influence de cette transition, il faudrait à l'avenir prévoir un éloignement de ces deux niveaux.
- La transition $E_1 \rightarrow E_5$. Le recouvrement des fonctions enveloppes associées à ces deux niveaux est non nul, ce qui se traduit au niveau du spectre par un pic d'absorption significatif. On ne souhaitait pourtant pas détecter à cette longueur d'onde lors du dessin de l'échantillon. Nous verrons que le design de la seconde génération a permis de réduire l'existence de ce pic.
- Les transitions $E_1 \rightarrow E_6/E_7$. Ce sont les transitions correspondant à la longueur d'onde de détection visée. En raison du déséquilibre des forces d'oscillateur associée à ces deux transitions, les pics d'absorption sont inégaux.

Ainsi, nous pouvons constater que le spectre d'absorption est bien en accord avec la structure demandée, validant ainsi notre design. En outre, l'étude de ce spectre d'absorption nous permet d'en déduire que la conception d'un QCD doit a priori respecter deux règles :

- les deux premiers niveaux d'énergie doivent être suffisamment écartés pour éviter l'absorption parasite due à la transition $E_2 \rightarrow E_8/E_9$. Cette absorption est dite parasite simplement parcequ'elle signifie une perte d'électrons pour le niveau fondamental, donc pour la détection recherchée.
- la force d'oscillateur (ie le recouvrement des fonctions enveloppes) de la transition $E_1 \rightarrow E_5$ (et plus généralement des transitions entre le niveau E_1 et les niveaux intermédiaires de la cascade) doit être réduite afin de concentrer l'absorption sur un pic (et d'avoir une seule transition).

La figure 1.14 présente le spectre de réponse à $T = 50 K$ pour un pixel sans réseau. La mesure a été réalisée en utilisant le corps noir du FTIR précédent, l'échantillon étant placé sous incidence normale, dans un cryostat contrôlé en température. La mesure de photocourant est réalisée en effectuant une conversion courant-tension à l'aide d'un amplificateur trans-impédance, puis la tension obtenue est amplifiée (à l'aide d'un amplificateur faible bruit). Enfin, la mesure est calibrée en mesurant le photocourant à l'aide d'un pico-ampèremètre. On retrouve sur ce spectre les transitions précédentes. Il faut toutefois noter que la transition parasite $E_2 \rightarrow E_8/E_9$ est fortement atténuée : à basse température, la densité d'électrons sur le niveau E_2 est nettement plus faible.

La réponse au pic pour le meilleur pixel avec réseau de couplage adapté, de 100 μm de côté, vaut : $R(\lambda = 9.2 \mu m) = 35 mA/W$.

La figure 1.15 montre l'évolution du $R_0 A$ en fonction de $1000/T$, où T est la température de l'échantillon. La résistance de l'échantillon est faible. En outre, on peut déduire de cette courbe une énergie d'activation : $E_a = 77 meV$, au dessus de 50 K. Cette énergie

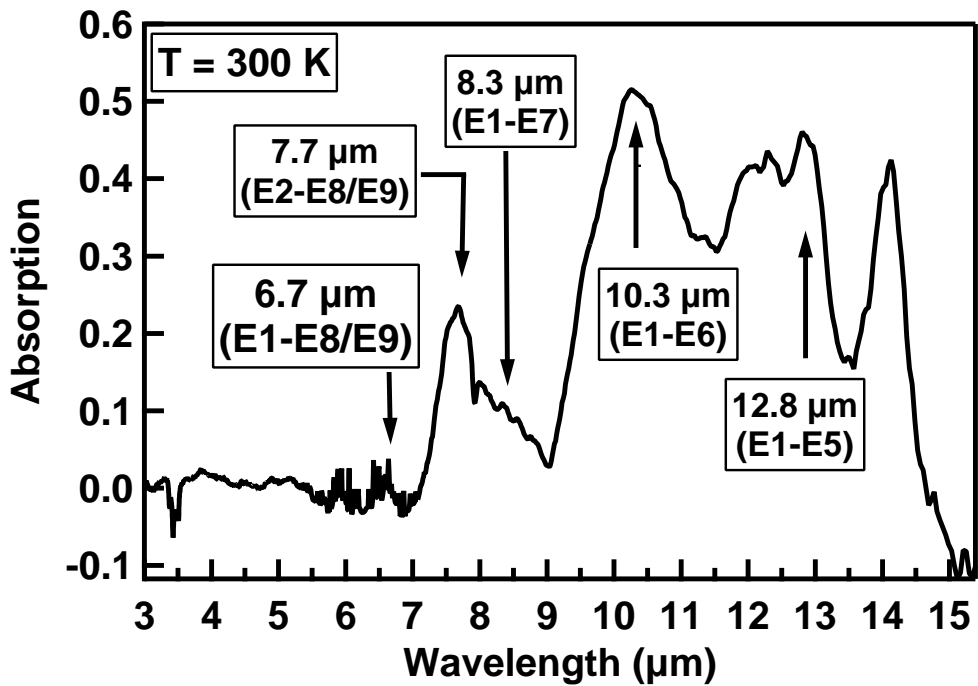


FIG. 1.13 – Spectre d'absorption des QCD de première génération (300 K).

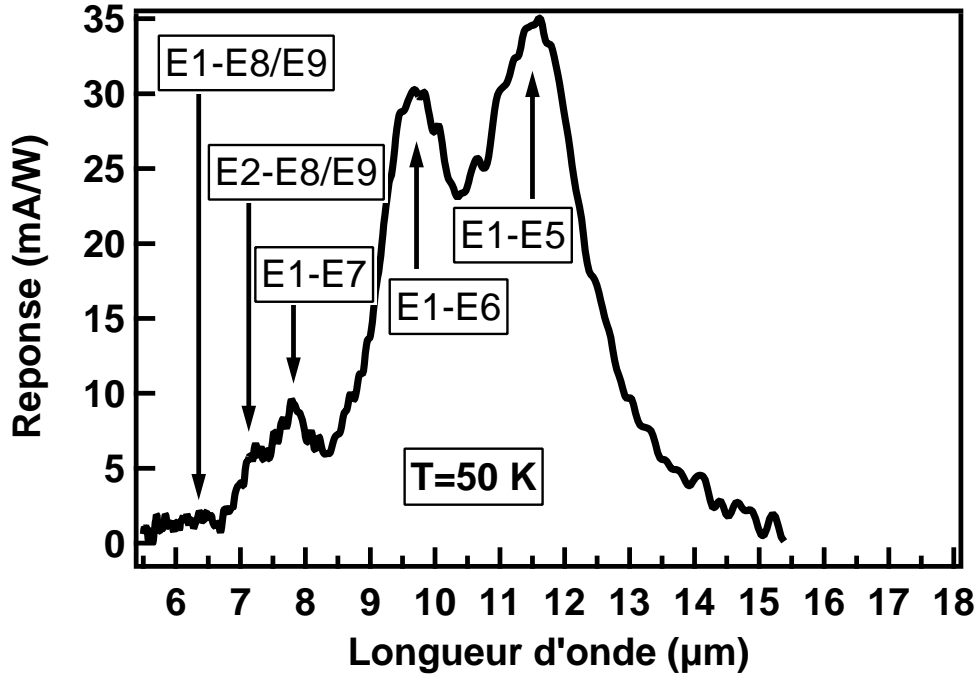


FIG. 1.14 – Spectre de réponse d'un QCD de première génération, pour un pixel sans réseau, à 50 K.

d'activation correspond à l'énergie de la transition $E_1 \rightarrow E_4$. Cela signifie que le courant d'obscurité est essentiellement dû aux transitions électroniques du fondamental vers le niveau E_4 . Ceci explique la faible résistance de ces QCDs : à l'obscurité, les électrons sont essentiellement transférés vers ce niveau E_4 bas, créant un courant de fuite important et faisant diminuer la résistance. Afin d'augmenter cette résistance, il faut donc empêcher l'existence d'un recouvrement dans le puits principal entre les fonctions enveloppes du fondamental et d'autres niveaux intermédiaires, argument que nous avons déjà évoqué lors de l'étude de l'absorption.

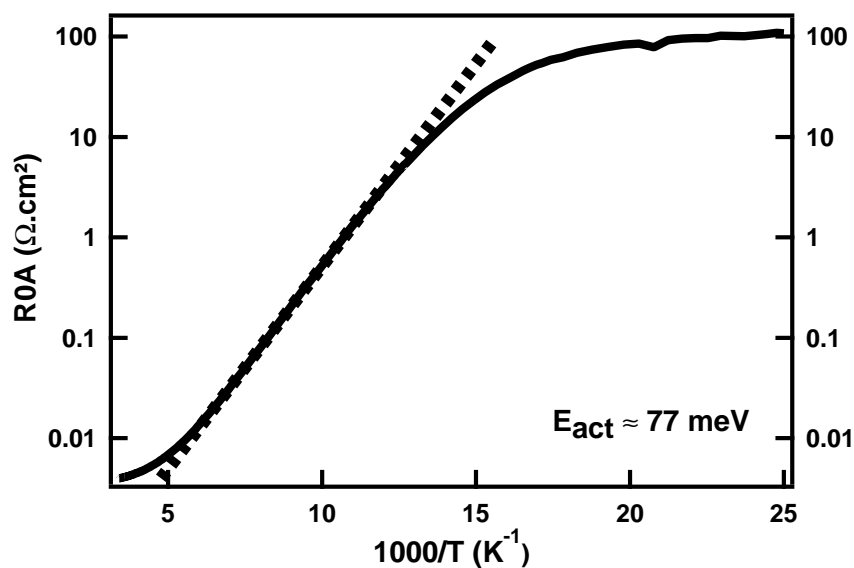


FIG. 1.15 – Evolution du R_0A en fonction de $1000/T$, où T est la température de l'échantillon. Les pointillés correspondent à l'énergie d'activation de 77 meV .

Deuxième génération : les améliorations

Une seconde génération a été réalisée [18], en prenant en compte les quelques remarques énoncées au paragraphe précédent ² (augmenter l'écart d'énergie entre les deux premiers niveaux, resserrer les niveaux d'énergie élevés pour avoir un unique pic et éviter les recouvrements dans le premier puits entre le fondamental et les niveaux d'énergie intermédiaires afin d'éviter ce courant de fuite). La figure 1.16 donne l'évolution du bas de la bande de conduction et les fonctions enveloppes en fonction de l'épaisseur d'une période. Nous pouvons constater de manière qualitative que ce QCD intègre bien les remarques que nous venons de formuler. Les figures 1.17 et 1.18 représentent les spectres

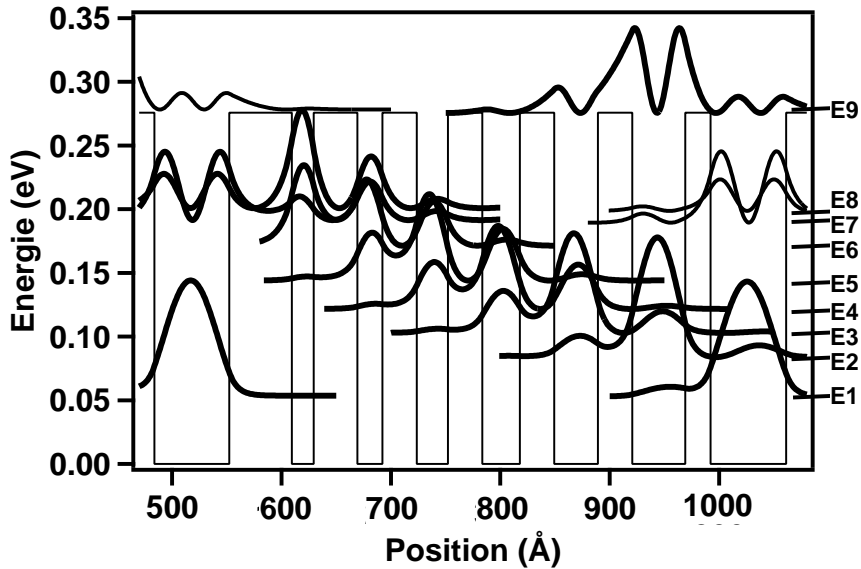


FIG. 1.16 – Evolution du bas de la bande de conduction ainsi que les fonctions enveloppes associées aux niveaux d'énergie pour une période des QCDs de "seconde génération".

d'absorption (à température ambiante, en configuration multipassage et en utilisant un FTIR) et de réponse (pour un pixel de $100 \mu m$ de côté sans réseau de couplage optique, à $50 K$, sous incidence normale). Nous pouvons constater qu'il n'existe plus qu'un seul pic important et que le pic parasite correspondant à la transition $E_2 \rightarrow E8/E9$ a été fortement diminué et n'existe plus à basse température. La réponse spectrale au pic pour le meilleur pixel avec un réseau de couplage vaut à $50 K$: $44 mA/W$. La concentration de la force d'oscillateur sur deux niveaux d'énergie a permis d'augmenter cette réponse par rapport au QCD de première génération.

Enfin, la figure 1.19 montre l'évolution du $R_0 A$ en fonction de $1000/T$, où T est la température de l'échantillon. Tout d'abord, nous pouvons constater que nous avons gagné plusieurs ordres de grandeur. L'énergie d'activation correspondante est aux alentours de $128 meV$, correspondant à la transition $E_1 \rightarrow E_6$. Le trajet suivi par les électrons à l'obs-

²ces échantillons portent les numéros T303 et T304 pour l'étape de technologie et Var2472 et Var2474 pour la croissance.

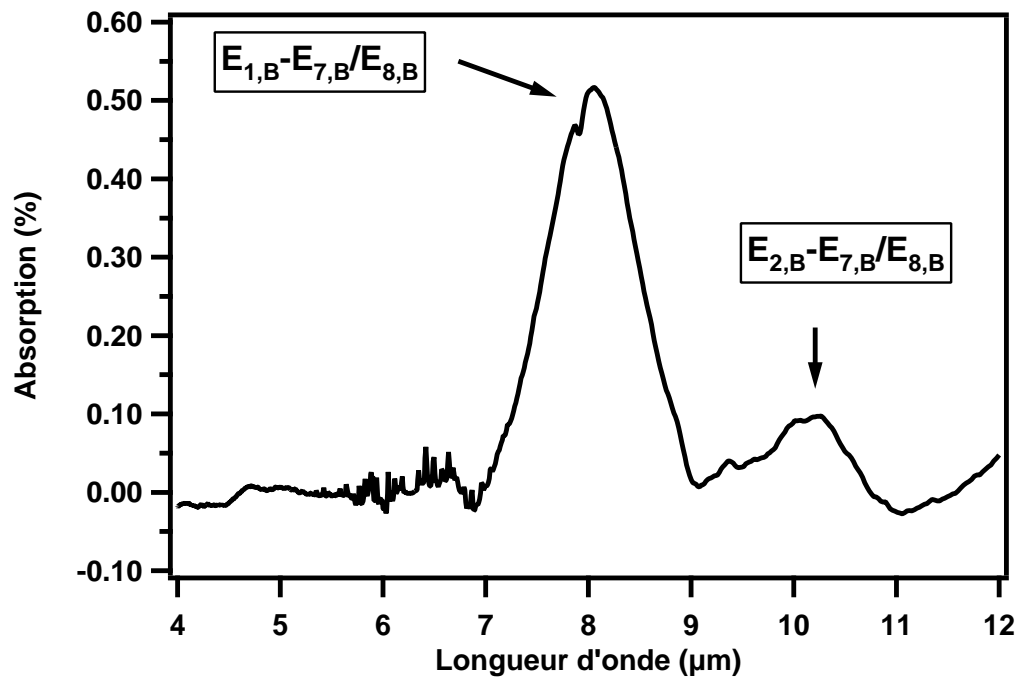


FIG. 1.17 – Spectre d'absorption des QCDs de seconde génération à 300 K.

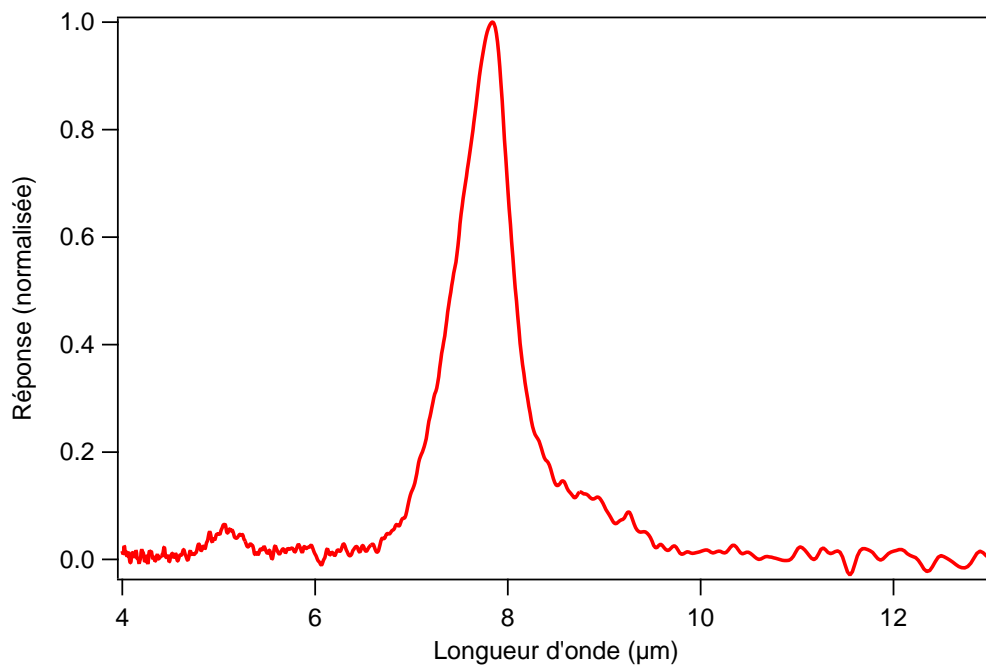


FIG. 1.18 – Spectre de réponse d'un QCD de seconde génération, pour un pixel sans réseau, à 50 K.

curité correspond à des transitions de plus haute énergie par rapport au trajet des QCDs de première génération, justifiant ainsi l'augmentation de cette résistance.

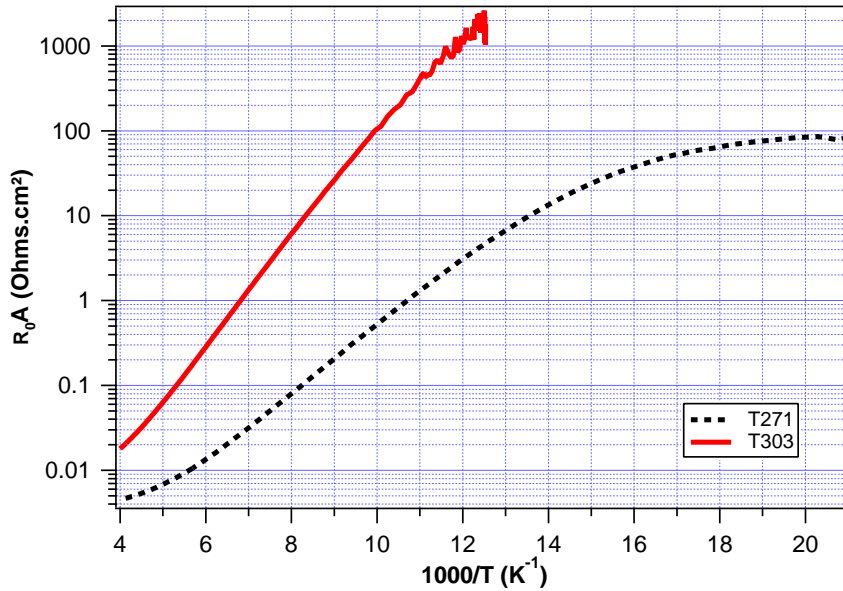


FIG. 1.19 – Evolution du R_0A en fonction de $1000/T$, où T est la température de l'échantillon. La courbe en traits pleins représente le R_0A de l'échantillon de seconde génération T303. La courbe en pointillés correspond à un QCD de première génération.

1.4.4 QCD sur InP en bande II et III (Neufchâtel)

L'équipe de Neufchâtel a présenté deux QCDs dans le proche infrarouge [19], l'un proche de la bande II (longueur d'onde au pic : $\lambda = 5.3 \mu m$) et l'autre dans la bande III (longueur d'onde au pic : $\lambda = 9 \mu m$). Ces deux QCD ont été réalisés sur substrat InP, afin d'avoir une meilleure absorption que les QCD sur substrat GaAs. Des pixels de 100, 200 et 300 μm de côté ont été réalisés sur ces échantillons.

QCD à 5 μm

La figure 1.20 présente une période de la structure du QCD à 5 μm , composée de 8 puits et barrières. Cet échantillon comporte 30 périodes. L'écart d'énergie entre les niveaux correspond à l'énergie d'un phonon optique, afin d'optimiser le transport dans la cascade. L'énergie d'activation de cet échantillon est de 150 meV , correspondant à la transition entre le niveau fondamental et le niveau 5, pourtant assez éloigné du puits principal. La résistance globale est donc faible, engendrant un bruit important. La figure 1.21 représente les spectres d'absorption et de réponse. Ces deux paramètres sont en accord avec la structure demandée. La réponse au pic, à basse température (dans une zone où cette dernière est constante) est évaluée à 3.2 mA/W , sous une incidence de 45° , et pour une température inférieure à 120 K .

QCD à 9 μm

Le design de ce QCD est analogue à celui du QCD précédent : il est constitué de 50 périodes, et chaque période comporte 5 puits et barrières. L'énergie d'activation est plus faible (76 meV), l'écart entre les niveaux étant plus faible dans la bande III. La figure 1.21 montre l'évolution des spectres d'absorption et de réponse, qui sont également en accord avec la structure nominale. La réponse au pic est évaluée à 9 mA/W , sous une incidence de 45° , pour une température inférieure à 30 K .

Evolution en fonction de la température

Les deux échantillons sont caractérisés par une chute de la réponse avec l'augmentation de la température. La réponse, dont on pourrait penser a priori qu'elle soit constante, diminue à partir de 50 K pour l'échantillon en bande III et à partir de 120 K en bande II. Les auteurs avancent trois arguments pour expliquer cette diminution :

1. Le second niveau d'énergie est peu éloigné du niveau fondamental (32 meV entre les deux). A haute température, les électrons du niveau fondamental seraient excités vers ce second niveau. Il en résulterait une diminution de la population d'électrons du niveau fondamental et une chute de l'absorption. Cet effet nous semble mineur.
2. Les temps de relaxation des niveaux élevés seraient modifiés à haute température : une diminution des temps de relaxation des électrons des niveaux excités vers le niveau fondamental engendrerait un retour des électrons vers la situation d'équilibre et donc une chute de la réponse (via une réduction du photo-courant dans la cascade). Cet effet nous semble également mineur car la dépendance du taux de relaxation vers le fondamental avec la température n'est pas très forte.

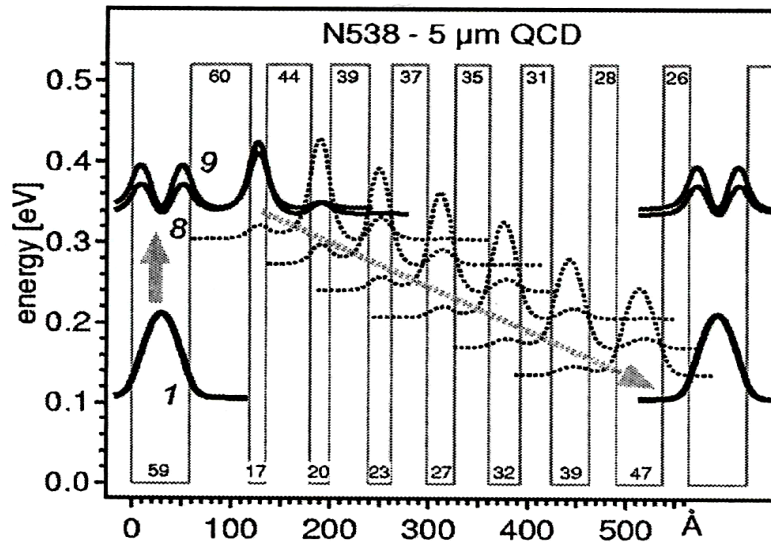


FIG. 1.20 – Structure du QCD sur InP de Neufchatel (échantillon N538).

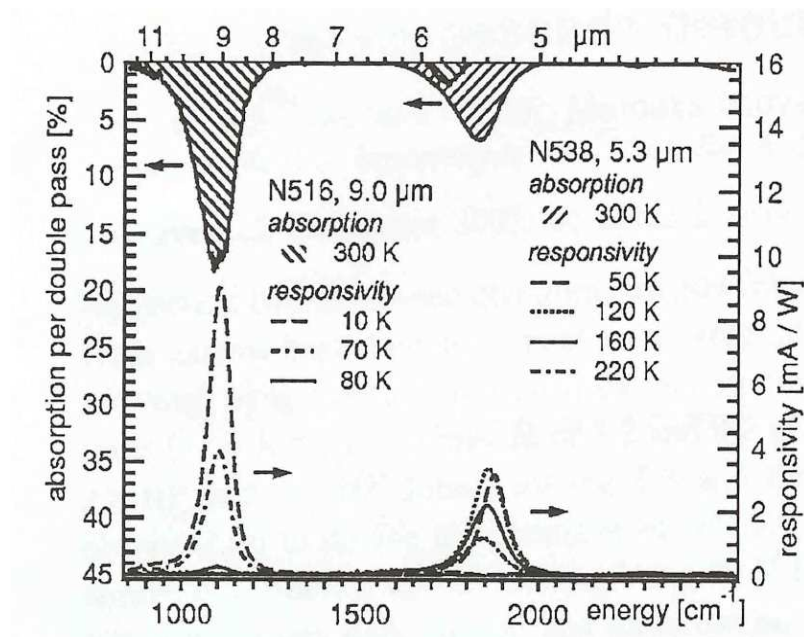


FIG. 1.21 – Absorption du QCD sur InP de Neufchatel(échantillon N538).

3. La résistance de l'échantillon étant faible à haute température, le trajet des électrons photo-excités serait moins unidirectionnel. Cet argument n'est pas davantage justifié dans cette référence.

Nos échantillons étant caractérisés par un phénomène analogue, nous avons commencé à nous interroger sur ce problème. Tout d'abord, il faudrait caractériser la réponse avec une source stable et non un FTIR. En effet, il y a un risque de sous-estimation du signal dans un FTIR. Un désalignement du signal analysé (par le FTIR), dû à l'augmentation du bruit, diminuerait la valeur moyenne évaluée par l'appareil (il y aurait brouillage du signal). Des mesures "propres" de la réponse restent donc à faire (par exemple des caractéristiques sous éclairage avec un corps noir).

A haute température, tous les niveaux d'énergie voient leur population respective augmenter, diminuant la part des électrons photo-excités et facilitant les trajets d'obscurité dans la cascade dans un sens comme dans l'autre. Cet argument pourrait expliquer la diminution de la réponse avec la température, si tel est le cas expérimentalement. L'évolution de la photo-réponse nécessitera alors un modèle d'équations bilan prenant en compte ces variations avec la température. Cette étude sera développée dans la thèse d'Amandine Buffaz.

1.4.5 QCD sur InP dans l'infrarouge lointain (Neufchâtel)

La même équipe propose une structure QCD dans l'infrarouge lointain [20] (longueur d'onde au pic $\lambda = 16.5 \mu m$).

Les QCDs sont en effet des dispositifs intéressants pour les grandes longueurs d'onde, et plus généralement dans les gammes de fréquence caractérisées par une faible quantité de photons ou un courant d'obscurité important. Contrairement à la filière QWIP traditionnelle, ils sont caractérisés par un courant d'obscurité nul (ou très faible si on applique une légère polarisation) : une intégration plus longue du signal est donc permise (sans saturation des capacités du circuit de lecture associé). Or, le courant d'obscurité est un facteur limitant les performances des QWIPs à $15 \mu m$, qui présentent un intérêt pour des applications spatiales. Un détecteur QCD grande longueur d'onde a été ainsi présenté et caractérisé. La longueur d'onde de détection visée était de $16.5 \mu m$, correspondant à des applications en astrophysique. Bien que la quantité de photons soit faible (tout comme en bande II), la problématique de tels détecteurs est de nature bien différente dans le domaine des grandes longueurs d'onde (LWIR) par rapport à celle de la bande II. L'écart d'énergie correspondant à la transition souhaitée est de $75 meV$, ce qui n'autorise que 2 transitions assistées par des phonons optiques ³.

Un schéma classique de QCD aboutirait à une période composée de deux puits et deux barrières. On retombe alors dans les inconvénients des puits asymétriques présentés au début de ce chapitre : il existerait un fort couplage entre les deux puits, engendrant un faible temps de relaxation aboutissant à une réponse très faible.

Le schéma proposé consiste à isoler ces deux puits à l'aide d'une structure de type super-réseau (ou mini-bande) constituée de 5 puits et barrières. L'échantillon présenté dans

³En bande II, l'écart d'énergie est au contraire très important, autorisant la création d'une cascade constituée de nombreux niveaux d'énergie et s'étendant sur de plus grandes distances.

l'article est composé de 30 périodes. La figure 1.22 schématise une période de ce QCD en LWIR. Le principe de détection est le suivant : les électrons du niveau fondamental

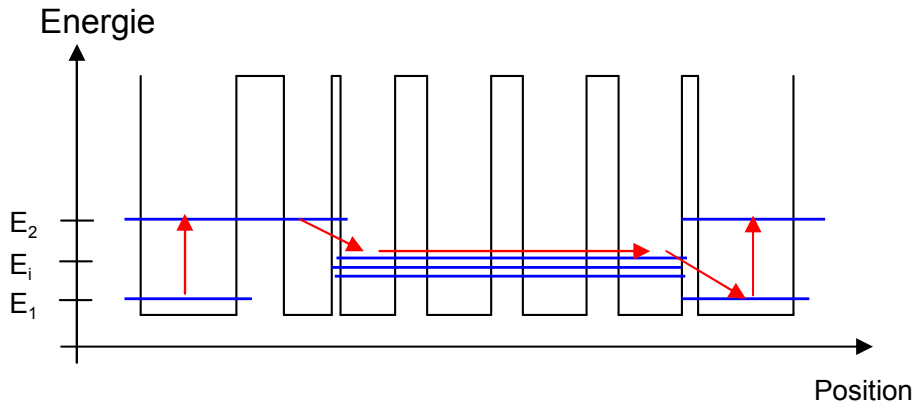


FIG. 1.22 – Allure de la bande de conduction du QCD en LWIR et principe de détection associé.

(E_1) sont transférés vers le niveau E_2 . Ils se désexcitent vers les niveaux d'énergie E_i de la mini-bande puis vers le niveau fondamental de la période suivante. Cette mini-bande permet de délocaliser les électrons et d'isoler les deux puits. Mais en raison du faible écart énergétique entre les niveaux de la mini-bande et le niveau fondamental, elle est également responsable d'un fort courant d'obscurité et rend la structure très sensible à la polarisation. Sous certaines conditions de polarisation, des modifications de la bande de conduction et des fonctions d'onde créent des effets de résistance différentielle négative en raison d'un fort couplage mini-bande/niveau fondamental.

La réponse spectrale d'un tel détecteur est estimée à 1.8 mA/W à 10 K , pour un pixel de $200 \text{ }\mu\text{m}$ de côté, sous incidence de 45° en polarisation TM. En outre, cette proximité des niveaux d'énergie permet aux niveaux d'énergie de la mini-bande de se peupler en électrons par activation thermique, avec l'accroissement de la température. Il en résulte une diminution de la réponse spectrale, qui devient très faible à partir de 90 K , empêchant le fonctionnement de ce détecteur à plus haute température.

1.4.6 QCD à base de matériaux nitrures (IEF)

Enfin, signalons que récemment un QCD a été réalisé à très courte longueur d'onde dans le système GaN/AlGaIn [21]. Ce système de matériaux à très grande bande interdite permet d'atteindre de très grandes énergies inter-sous-bandes, jusque dans la bande télécom à $1.55 \text{ }\mu\text{m}$. Ces réalisations sont très intéressantes pour deux raisons :

1. Le QCD peut être considéré comme un dispositif intermédiaire pour la réalisation d'un laser à cascade quantique dans ce domaine spectral. Un détecteur est plus facile à réaliser qu'un laser (pas de problème de guide d'onde, de miroirs, pas de seuil à atteindre), et le détecteur permet de travailler sur la structure quantique spécifiquement dans le système de matériaux qui reste difficile à maîtriser [22].

2. Le QCD à $2 \mu m$ peut être un candidat intéressant pour des applications très rapides telles le LIDAR. Pour ces applications rapides, la bande spectrale à $2 \mu m$ est intéressante en raison des sources lasers à fibre très performantes disponibles. Les QWIPs à $2 \mu m$ sont très difficiles à faire, en raison des épaisseurs de barrières à réaliser (c'est un problème de matériaux). Les MCT ne sont pas assez rapides pour cette application. Le QCD pourrait trouver là une application intéressante.

La structure présentée est composée de 40 périodes, chacune de ces périodes étant réalisées de 6 puits (en GaN) et 6 barrières (en AlN). Les pixels ont $200 \mu m$ de côté. Ce QCD a un unique pic de réponse à $1.7 \mu m$, les mesures de réponses étant réalisées sous incidence de 45° . Il fonctionne à température ambiante, et la réponse spectrale au pic associée vaut : $10 mA/W$, correspondant à $10^3 V/W$. La réponse spectrale au pic maximale est obtenue pour une température de $170 K$ et vaut : $30 mA/W$.

1.5 Synthèse

Afin de pouvoir comparer les structures présentées dans ce chapitre, nous récapitulons dans le tableau 1.5 les paramètres essentiels de ces structures, à savoir :

- le nombre de périodes
- la longueur d'onde au pic
- les conditions expérimentales de la mesure de réponse (présence d'un réseau, angle d'incidence). Naturellement, seules les mesures avec réseau de diffraction sont réellement utilisables pour évaluer les performances d'un dispositif en matrice.
- la réponse spectrale R en A/W ou en V/W
- l'efficacité quantique η par période, déduite des paramètres précédents. Cette valeur est calculée selon la relation suivante :

$$\eta = \frac{N \times R hc}{\lambda q} \quad (1.1)$$

- la température de caractérisation

La figure 1.23 regroupe les variations de l'efficacité par période en fonction de la température de mesure. Ce paramètre permet en effet de comparer les différentes structures en termes d'absorption et d'extraction des électrons (en vue de leur délocalisation), tout en s'affranchissant du nombre de périodes⁴. Ce facteur de mérite permet de classer les différents détecteurs les uns par rapport aux autres vis à vis de la détection seule (c'est le paramètre essentiel si l'on suppose la structure isolée de tout circuit externe), mais ne permet pas de nous renseigner sur le caractère résistif des détecteurs ni sur le bruit (paramètres qui ont une forte influence sur la détection globale, en considérant une structure quantique vis à vis de son circuit de lecture associé). N'ayant pas directement accès au bruit ni à la résistance des détecteurs dans les différentes publications, mais ayant la détectivité déclarée, nous l'avons représenté sur la figure 1.24 en fonction de l'efficacité quantique par période. Cela nous permet d'appréhender à la fois le comportement d'une

⁴nous verrons effectivement au chapitre 3 que l'efficacité quantique correspond au produit de l'absorption par le gain de photoconduction quantifiant l'extraction des électrons vers la période suivante.

structure en terme de détection de photons et en terme de détectivité du composant seul. Les deux graphiques nous donnent une idée générale des performances des dispositifs, mais dans la mesure où les détectivités données dans les différentes publications résultent de méthodes d'évaluations fort différentes, il ne faut pas chercher à leur donner une signification quantitative exagérée. Le dernier graphe nous confirme de manière synthétique ce que nous avons expliqué auparavant : le QCD, lorsqu'il est bien dessiné (voir la comparaison du QCD GaAs bande III n ° 1 avec le QCD GaAs bande III n ° 2 réalisés à TRT), présente un rendement quantique important. Non seulement il est supérieur aux photovoltaïques dans les lesquels les électrons ne circulent pas (ceux-ci n'ont pas été représentés sur ce graphe, tellement la réponse est faible), mais le QCD est également préférable au QWIP 4 zones qui souffre d'un faible rendement quantique à 0 V, car les électrons ne sont pas extraits du puits de départ de manière suffisamment efficace. Parmi les structures proposées par l'Institut de Fraunhofer, c'est finalement le QWIP avec une barrière dopée, asymétrique, qui offre des performances les plus intéressantes à 0 V. Sa structure, rappelée sur la figure 1.6 page 16, ressemble d'ailleurs beaucoup à celle d'un QCD. L'ensemble de toutes ces études, sur des structures aux design si différents, nous a permis de comprendre intuitivement et qualitativement les raisons qui mènent finalement à l'obtention d'une bonne réponse à 0 V. Par la suite, pour affiner davantage la conception des structures, et comparer quantitativement leurs performances, en particulier en termes de bruit, il est nécessaire d'entreprendre une modélisation du transport électronique dans ces structures. C'est l'objet du prochain chapitre.

Détecteur	Matériaux	Labo	Réf.	périodes	λ (μm)	Exp.	Réponse	η (%)	T
Simple puits	GaAs	Princeton	[6]	1	7	90 °	130 V/W	1	77 K
Step QW	GaAs	Thomson-CSF	[7]	12	10	Brewster	9 $\mu V/W$	-	77 K
3 niveaux	GaAs	Thomson-CSF	[9]	50	10	Brewster	3.3 mV/W	-	77 K
QWIP barrière asym.	GaAs	Fraunhofer	[11]	40	10	45 °	50 mA/W	25	77 K
4 zones scheme (1)	GaAs	Fraunhofer	[12]	20	8.4	45 °	3.5 mA/W	1	77 K
4 zones scheme (2)	GaAs	Fraunhofer	[12]	20	8.4	45 °	10 mA/W	3	77 K
QCL bande II	InGaAs	Neufchatel	[14]	28	5.3	45 °	50 $\mu A/W$	0.03	77 K
QCL bande III	InGaAs	Neufchatel	[14]	35	9.3	45 °	120 $\mu A/W$	0.06	77 K
QCD THz	GaAs	Neufchatel	[15]	60	87	réseau	8.6 mA/W	0.7	10 K
QCD bande III (1)	GaAs	TRT	[17]	40	9.2	réseau	35 mA/W	19	50 K
QCD bande III (2)	GaAs	TRT	[18]	40	8	réseau	44 mA/W	27	50 K
QCD LWIR	InP	Neufchatel	[20]	30	16.5	13 °	1.7 mA/W	0.4	10 K
QCD bande II	InP	Neufchatel	[19]	30	5.3	45 °	3.2 mA/W	2.2	< 120 K
QCD bande III	InP	Neufchatel	[19]	50	9	45 °	9 mA/W	6.2	< 30 K
QCD 1.5 μm	GaN	IEF	[21]	40	1.7	45 °	30 mA/W	87	170 K
QCD bande II	GaAs	TRT	chap 3	40	5.7	réseau	14 mA/W	12	77 K

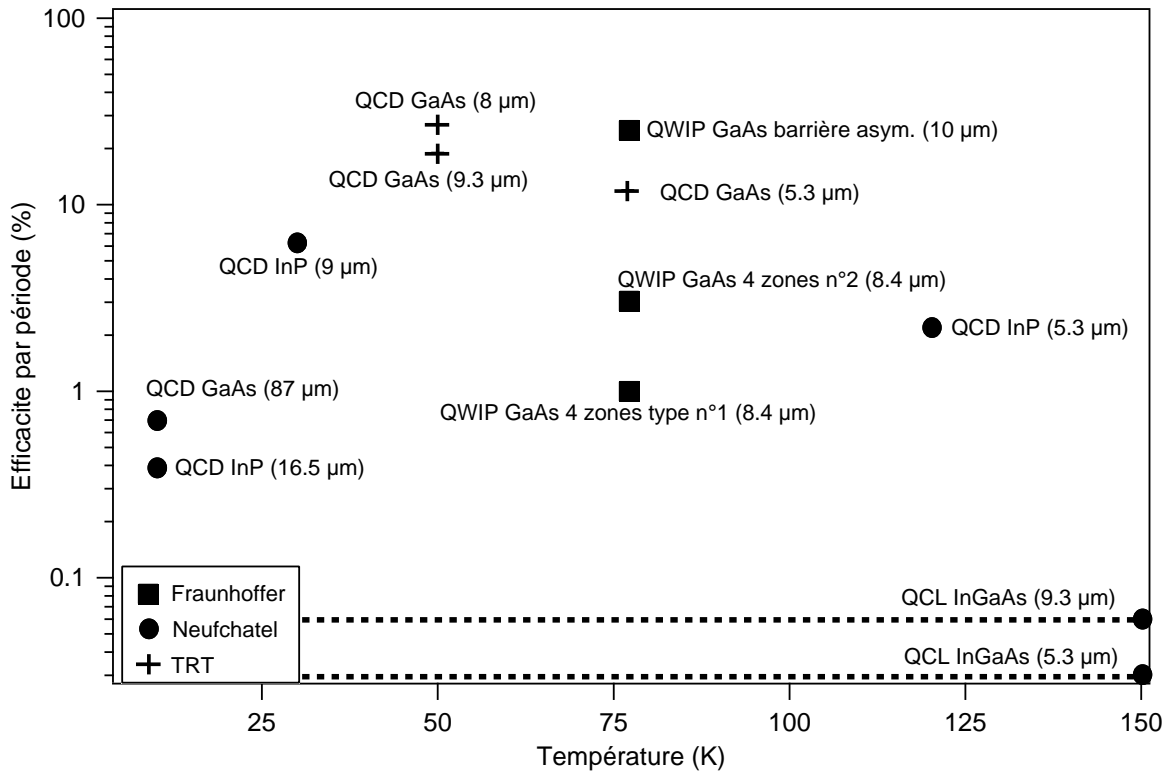


FIG. 1.23 – Efficacité par période des différentes structures quantiques photovoltaïques, en fonction de la température. Les pointillés représentent l'efficacité des deux QCLs de Neufchatel, qui sont caractérisés par une réponse constante avec la température. Par soucis de clarté, nous nous sommes limités à des températures inférieures à 150 K.

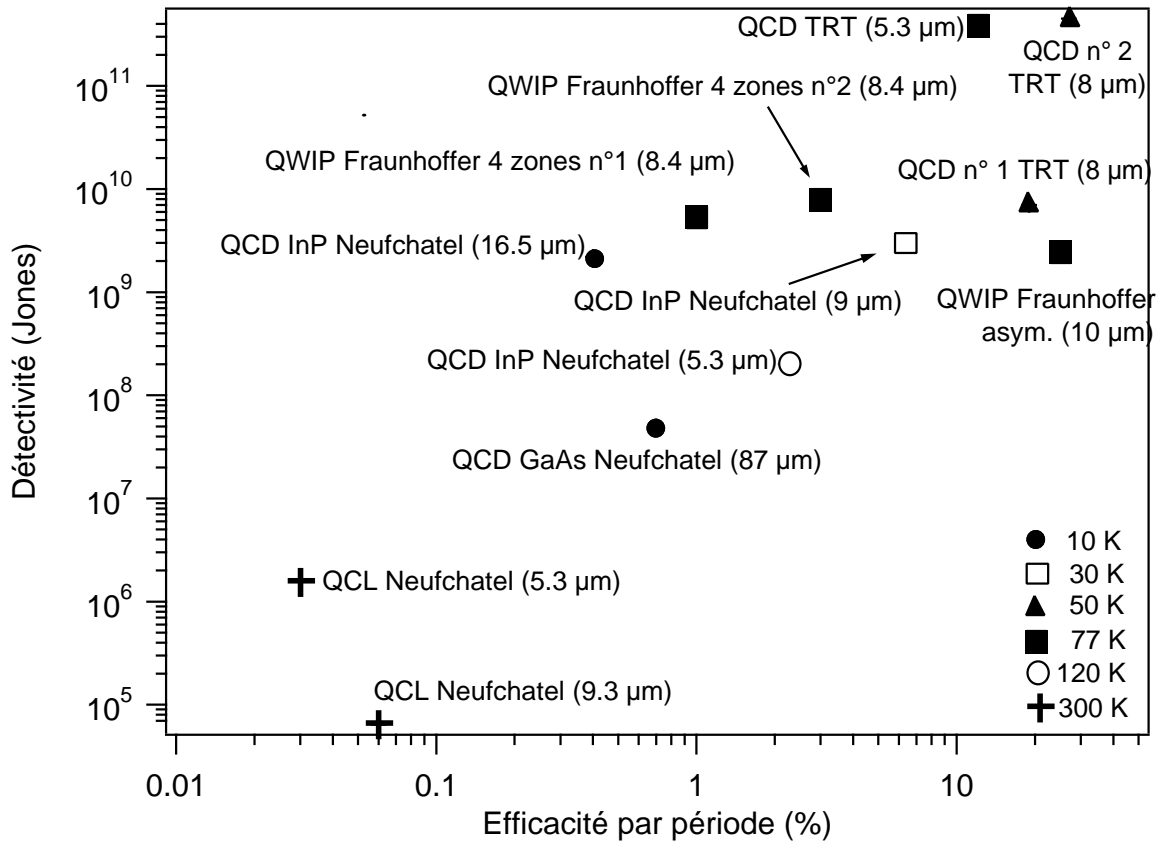


FIG. 1.24 – Détectivité (en Jones ie en $\sqrt{Hz.cm.W^{-1}}$) des différentes structures quantiques photovoltaïques, en fonction de l'efficacité par période.

Chapitre 2

Modélisation du transport électronique

Introduction

Nous allons présenter dans ce chapitre un modèle concernant le transport électronique dans une structure à puits quantiques proche de l'équilibre thermodynamique. Nous verrons que ce modèle permettra de retrouver le courant d'obscurité ainsi qu'un paramètre caractérisant les photodétecteurs : la résistivité (exprimée classiquement sous la forme du produit de la résistance dynamique à 0 V, R_0 , par la surface du pixel considéré A) en fonction de la température. Notre modèle s'applique avant tout aux détecteurs à cascade quantique. En effet, nous allons voir qu'il s'appuie sur un certain nombre d'approximations adaptées à cet objectif de la description des structures particulières que sont les QCD.

Nous supposons que les électrons ne peuvent être transférés qu'entre deux niveaux d'énergies 2D, à l'aide d'interactions que nous détaillerons plus tard. On exclut ainsi par exemple des transferts depuis des niveaux 2D vers des niveaux 3D (continuum), c'est à dire que l'on ne prend pas en compte les transitions liées-libres, qui sont peu probables dans nos structures et qui restent d'ailleurs difficiles à modéliser⁵. Pour de telles transitions, des modèles ont été proposés pour des hétérostructures (puits quantiques simples, structures de type GRINSCH), permettant ainsi de calculer les temps de capture [23, 24]. La complexité de ces modèles rend difficile leurs exploitations. Aussi, il est courant dans les détecteurs à puits quantiques d'introduire des paramètres ajustables afin de modéliser leur comportement [25, 26]. Dans les QCDs, la situation est radicalement différente car les barrières sont plus hautes que dans les QWIPs, et donc le transport électronique ne s'effectuera qu'à travers des niveaux 2D, ou quasiment. C'est ce qui nous permet de négliger les transitions liées-libres, et c'est un gros avantage sur le plan de la modélisation. Le modèle que nous présentons dans ce chapitre ne comporte alors que les paramètres physiques de la structure, comme par exemple : les dimensions des puits et barrières, le dopage, les constantes physiques liées aux matériaux utilisés etc ... Il n'y a aucun paramètre d'ajustement. En ce sens, on peut donc le qualifier de modèle "ab initio", puisqu'il ne s'appuie uniquement que sur des paramètres des semiconducteurs donnés dans la lit-

⁵On verra, dans le travail de thèse d'Aurore Gomez, que ces transitions peuvent intervenir à haute température, dans des structures QCD aux barrières pas trop hautes.

térature (masse de l'électron, band offset etc...), considérés finalement dans le cadre de ce travail comme des constantes fondamentales. Le seul paramètre susceptible d'être varié serait le dopage, puisque l'on sait que l'incertitude sur ce paramètre est plus importante que les autres, étant donné l'état de l'art de l'épitaxie par jets moléculaires.

Le but de cette étude sur le transport électronique dans des structures de type QCD est de pouvoir modéliser, dans un premier temps, la densité de courant d'obscurité en fonction d'un potentiel appliqué. La connaissance de la densité de courant d'obscurité nous permettra à court terme d'en déduire le $R_0 A$, et à plus long terme d'évaluer une réponse. Déterminer la densité de courant revient à savoir modéliser les transferts électroniques entre les différentes sous-bandes de la structure. On va donc dans un premier chercher à évaluer chaque processus élémentaire permettant à un électron situé sur une sous-bande i d'atteindre une sous-bande j . Ce processus élémentaire sera caractérisé par un coefficient, noté G_{ij} , que l'on appellera taux de transition global, qui nous permettra d'évaluer la densité d'électrons transférés par seconde de la sous-bande i vers la sous-bande j . Ce coefficient sera exprimé en $m^{-2}.s^{-1}$. La densité de courant sera alors la somme de tous les chemins parallèles possibles à travers un plan au milieu de la structure.

La première étape de cette modélisation, que nous développerons dans une première partie, concerne donc l'étude de ces processus élémentaires. Nous verrons dans un premier temps les interactions dominantes, puis nous proposerons une méthode de calcul permettant d'évaluer le taux de transition global G_{ij} (entre deux sous-bandes i et j).

Connaissant tous ces transferts, nous montrerons dans une seconde partie comment le courant d'obscurité et la résistivité pourront être évalués.

Enfin, une dernière partie présentera quelques résultats liés à ce modèle ainsi que l'influence du dopage sur le comportement électrique du détecteur, sur un échantillon dont on rappellera les caractéristiques.

2.1 Calcul du taux de transfert entre deux sous-bandes

Le but de cette partie est d'évaluer le taux de transfert, noté G_{ij} , entre deux sous bandes i et j . Ce taux décrit la densité d'électrons transférée par seconde d'une sous-bande i vers une sous bande j . Afin d'évaluer ce taux, il faut d'abord connaître quelle interaction permet de transférer les électrons d'une sous-bande vers une autre. Les principales interactions dans ce type de structures sont les suivantes :

- l'interaction électron-phonon, qui se subdivise en deux catégories : l'interaction électron-phonon acoustique et l'interaction électron-phonon optique.
- l'interaction électron-électron
- l'interaction électron-rugosité d'interface
- l'interaction électron-désordre d'alliage
- l'interaction coulombienne sur les impuretés (atomes donneurs)

Nous allons justifier dans un premier temps que l'interaction électron-phonon optique est le processus dominant ⁶. Considérant ce processus, nous détaillerons ensuite le principe de

⁶nous verrons plus loin que d'autres interactions peuvent être tout aussi importantes que l'interaction électron-LO phonons selon la gamme de température considérée. En revanche, dans la gamme de température correspondant au fonctionnement de nos détecteurs (typiquement au delà de $77K$), cette dernière

calcul des taux de transition, puis nous analyserons les ordres de grandeurs des différentes transitions.

2.1.1 Justification du processus dominant

Afin de repérer quelles sont les influences des différentes interactions, il ne faut pas perdre de vue que les QCD sont destinés à fonctionner dans une gamme de température allant typiquement de 77 K à 150 K . Les principales interactions que l'on peut rencontrer dans nos structures (citées plus haut) ont fait l'objet de nombreuses études dans les hétérostructures employées essentiellement dans les lasers à cascade. C'est grâce à ces études que nous formulerons certaines hypothèses concernant les importances respectives de ces interactions.

Phonons accoustiques

La durée de vie associée à ce type d'interaction est un ordre de grandeur plus grande que celle associée aux phonons optiques [27, 28]. En présence des deux interactions, il est donc préférable de tenir compte d'abord des phonons optiques, dont le couplage est plus efficace. Dans l'Arseniure de Gallium, les transitions ne seront assistées par phonons optiques surtout quand l'énergie séparant les deux niveaux est plus grande que 36 meV (correspondant à l'énergie du phonon optique $\hbar\omega_{LO}$). En dessous de cette énergie, les transitions par phonons optiques ne seront possibles qu'avec des électrons ayant des énergies très importantes dans les sous-bandes, ce qui reste peu probable. C'est la différence avec les transitions assistées par phonons accoustiques, qui certes sont moins efficaces, mais demeurent importantes lorsque la différence d'énergie est faible.

Dans nos structures, l'écart entre deux niveaux d'énergie est généralement plus grand que cette énergie $\hbar\omega_{LO}$ ⁷, que le détecteur soit en bande II ou en bande III. Par souci de simplicité, en vue de pouvoir fournir une première approche simple du transport électronique, nous pouvons alors négliger les phonons accoustiques devant l'efficacité des phonons optiques. Si par contre quelques niveaux d'énergie sont séparés par une énergie inférieure à 36 meV , nous pouvons conserver cette hypothèse, sachant que les électrons se relaxeront vers une autre sous-bande d'énergie plus basse. Cette approximation aura pour conséquence de sous-évaluer la rapidité des processus de relaxation à l'intérieur d'une cascade. Si ceux-ci sont très rapides (comme on le verra par la suite), cette hypothèse n'est donc pas du tout pénalisante.

Electron-electron.

L'interaction électron-électron est un processus très efficace dans les structures à puits quantiques à très basse température [29] (quelques Kelvin). En ce qui concerne les hétérostructures à des températures plus élevées (à partir de 50 K), de nombreuses études ont été réalisées pour les lasers à cascade quantique en Arseniure de Gallium.

interaction est la plus importante.

⁷lors de la réalisation d'un design de QCD, il serait à priori préférable de tenir compte des écarts entre les niveaux et de s'arranger pour avoir un écart d'énergie d'au moins 36 meV .

Il ressort de ces études que cette interaction est très efficace pour assurer l'équilibre thermodynamique au sein de chaque sous-bande [30, 31]. La référence [31] effectue une comparaison entre les taux de relaxation dus à l'émission de phonon optique et dus à l'interaction électron-électron, au sein d'une même sous-bande d'un laser à cascade quantique à 77 K. Les taux de relaxation à l'intérieur d'une sous-bande dus à l'interaction électron-électron sont deux à trois ordres de grandeurs plus élevés que ceux associés à l'émission de phonons (typiquement 10^{13} s^{-1} contre 10^{10} s^{-1}). La conclusion de cette étude aboutit à l'hypothèse suivante : l'interaction électron-électron permet la thermalisation des électrons au sein de chaque sous-bande.

En revanche, la même étude (entre autres) aboutit au résultat inverse en ce qui concerne les transitions entre deux sous-bandes : les taux sont deux ordres de grandeurs plus grands en ce qui concerne l'émission de phonons optiques (typiquement 10^{11} s^{-1}) par rapport à cette interaction électron-électron (10^9 s^{-1}). En outre, la comparaison entre les transitions au sein d'une sous-bande avec les transitions entre deux sous-bandes permet de conclure que l'équilibre est maintenu à tout instant au sein de chaque sous-bande (grâce à l'interaction électron-électron...) : la répartition des porteurs sur chaque sous-bande est donc bien décrite par la statistique de Fermi-Dirac.

On peut donc formuler deux hypothèses concernant notre problème :

- d'une part, on considèrera que la répartition des électrons sur chaque sous-bande est donnée par le facteur d'occupation de Fermi-Dirac. L'interaction électron-électron sera donc implicitement prise en compte, puisqu'elle permet cette thermalisation des électrons au sein de chaque sous-bande.
- d'autre part, on peut dans un premier temps négliger l'influence de cette interaction (électron-électron) dans les transitions entre deux sous-bandes devant l'interaction électron-LO phonon.

A ce stade, cela revient à considérer chaque sous-bande comme un "réservoir" de porteurs, avec son propre équilibre thermodynamique, ces différents réservoirs communiquant entre eux via l'interaction électron-phonons optiques. Notons que jusqu'à présent, nous n'avons formulé aucune hypothèse sur les niveaux de Fermi de chaque sous-bande. Ces différents réservoirs sont chacun à un équilibre thermodynamique, avec un niveau de Fermi pour chaque sous-bande, dans le cas le plus général. Nous verrons plus loin que l'on peut là dessus formuler également des simplifications.

Rugosité d'interface, désordres d'alliage et impuretés.

L'impact de l'interaction électron-rugosité d'interface sur l'absorption optique et sur la mobilité des électrons, a été étudié théoriquement, puis validé expérimentalement sur des structures à simple puits quantique [32, 33]. Dans cette étude, qui a été menée dans un intervalle de température de 4.5 K à 300 K, la mobilité des électrons, qui est reliée à un temps de relaxation fonction de cette interaction, est calculée et comparée à la valeur expérimentale d'un simple puits quantique de 80 Å, en prenant en compte la rugosité d'interface et les phonons optiques. Au dessus de 50 K (c'est à dire pour une gamme de température correspondant aux températures de fonctionnement de nos détecteurs), le temps de relaxation des électrons est essentiellement dû à l'interaction électron-phonon optique. La rugosité d'interface intervient essentiellement dans les mécanismes d'absorp-

tion optique, ou dans les mécanismes régissant le transport électronique à très basse température [34]. Une étude analogue concernant les désordres d'alliage aboutit à la même conclusion [34] : ces interactions seront négligées devant l'interaction électron-LO phonon.

Enfin, une étude théorique dans un simple puits quantique nous permet de comparer l'influence de l'interaction électron-impuretés vis à vis de l'interaction électron/phonon optique [35], par l'étude des durées de vie associées à deux niveaux d'énergie d'un puits quantique en $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ de largeur variable (de 60 Å à 120 Å). La conclusion est la suivante : les durées de vie associées au mécanisme de diffusion par impuretés sont un à deux ordres de grandeurs plus élevées que celles liées à l'interaction électron/phonon optique (typiquement 100 ps contre quelques ps). Ce mécanisme sera négligé par la suite.

2.1.2 Evaluation des taux de transition

Evaluation des taux de transition élémentaires

Afin de calculer les taux de transition (entre tous les états possibles) entre deux sous-bandes, il faut dans un premier temps savoir évaluer le taux de transition entre un état initial d'énergie E dans la sous-bande i vers tous les états finaux possibles de la sous-bande j . Soit $S_{ij}(E)$ ce taux élémentaire (son unité est la s^{-1}). Ce taux repère la probabilité qu'un électron, situé à une énergie E dans la sous-bande i , soit transféré vers la sous-bande j .

Remarquons tout d'abord qu'il existe deux possibilités pour un électron (de la sous-bande i) d'atteindre la sous-bande j :

- soit il y a absorption d'un phonon (optique) : l'électron se retrouve dans la sous-bande j avec une énergie plus grande que son énergie initiale : $E + \hbar\omega_{LO}$. Ceci est possible à condition que l'on ait la relation suivante :
 - $E > \varepsilon_j - \hbar\omega_{LO}$ si $\varepsilon_i < \varepsilon_j$ (sous-bande i située en dessous de la sous-bande j).
 - $E > \varepsilon_i$ si $\varepsilon_i > \varepsilon_j$ (sous-bande i située au dessus de la sous-bande j).
 On notera $S_{ij}^a(E)$, le taux de transition élémentaire correspondant.

- soit il y a émission d'un phonon (optique) : l'électron se retrouve alors dans la sous-bande j avec une énergie plus petite que son énergie initiale : $E - \hbar\omega_{LO}$. Ceci est possible à condition que l'on ait la relation suivante (quelles que soient les positions des deux sous-bandes) : $E > \varepsilon_j + \hbar\omega_{LO}$. On notera $S_{ij}^e(E)$ le taux de transition élémentaire correspondant.

Remarque : ces taux de transition élémentaires ne prennent pas en compte l'occupation des sous-bandes par les électrons pour les états finaux. On suppose donc que l'état initial est plein et que l'état d'arrivée est vide. En outre, ces taux ne prennent pas non plus en compte la répartition des phonons. Ces différents termes de population seront intégrés dans la suite du modèle, lors de l'intégration sur tous les états de départ, pour calculer le taux global G_{ij} de transitions d'une sous-bande i à une sous-bande j .

L'article de R. Ferreira et G. Bastard [35], nous permet d'évaluer les taux de transition $S_{ij}^a(E)$ et $S_{ij}^e(E)$ (en s^{-1}) entre un état initial $|i, k_i\rangle$ (correspondant à une énergie E) de la sous-bande i vers tous les états finaux possibles $|j, k_j\rangle$ de la sous-bande j :

$$S_{ij}(E) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{m^* q^2 \hbar \omega_{LO}}{2\hbar^3 \frac{\epsilon_\infty \epsilon_s}{\epsilon_\infty + \epsilon_s}} \sum_{|j, k_j\rangle} \int_0^{2\pi} \frac{I^{ij}(Q)}{Q} d\theta = \frac{1}{\tau_{ij}(E)} \quad (2.1)$$

Avec :

$$Q = \sqrt{k_i^2 + k_j^2 - 2k_i k_j \cos(\theta)} \quad (2.2)$$

: (norme du vecteur d'onde associé au phonon)

$$k_j^2 = k_i^2 + \frac{2m^*}{\hbar^2} (\epsilon_i - \epsilon_j \pm \hbar \omega_{LO}) \quad (\text{conservation de l'énergie}) \quad (2.3)$$

$$I^{ij}(Q) = \int dz \int dz' \chi_i(z) \chi_j(z) \chi_i(z') \chi_j(z') e^{-Q|z-z'|} \quad (2.4)$$

ϵ_∞ : permittivité relative infinie

ϵ_s : permittivité relative statique

ϵ_0 : permittivité du vide

où χ_i et χ_j sont les fonctions enveloppes associées aux sous-bandes i et j . Dans la relation 2.3, il faut utiliser le signe $+$ dans le cas d'une absorption et le signe $-$ dans le cas d'une émission de phonons.

Remarquons que dans les expressions 2.2, 2.4, les indices i et j jouent des rôles parfaitement symétriques (et donc entre autres $I^{ij}(Q) = I^{ji}(Q)$). En outre, la relation de la conservation de l'énergie (équation 2.3) est identique pour une absorption de phonon depuis un état d'énergie E dans la sous-bande i et pour une émission de phonon d'un état d'énergie $E + \hbar \omega_{LO}$ dans la sous bande j .

On a donc les relations suivantes entre les taux de transitions élémentaires :

$$S_{ij}^a(E) = S_{ji}^e(E + \hbar \omega_{LO}) \quad (2.5)$$

$$S_{ij}^e(E) = S_{ji}^a(E - \hbar \omega_{LO}) \quad (2.6)$$

Ces égalités illustrent la réversibilité des processus microscopiques d'émission et d'absorption d'un phonon.

Afin d'avoir une idée de la variation de ce taux $S_{ij}^a(E)$, nous l'avons calculé dans un simple puits quantique avec les paramètres suivants :

Largeur du puits	:	60 Å
Discontinuité de bande	:	275 meV
Pourcentage d'Al	:	34
$\frac{\epsilon_\infty \epsilon_s}{\epsilon_\infty + \epsilon_s}$:	71.3

La figure 2.1 représente les allures du coefficient $S_{12}^a(E)$ (en s^{-1}) et de $t_{12}(E) = 1/S_{12}^a(E)$ (en ps) en fonction de l'énergie E . On a également représenté les niveaux d'énergie E_1 et

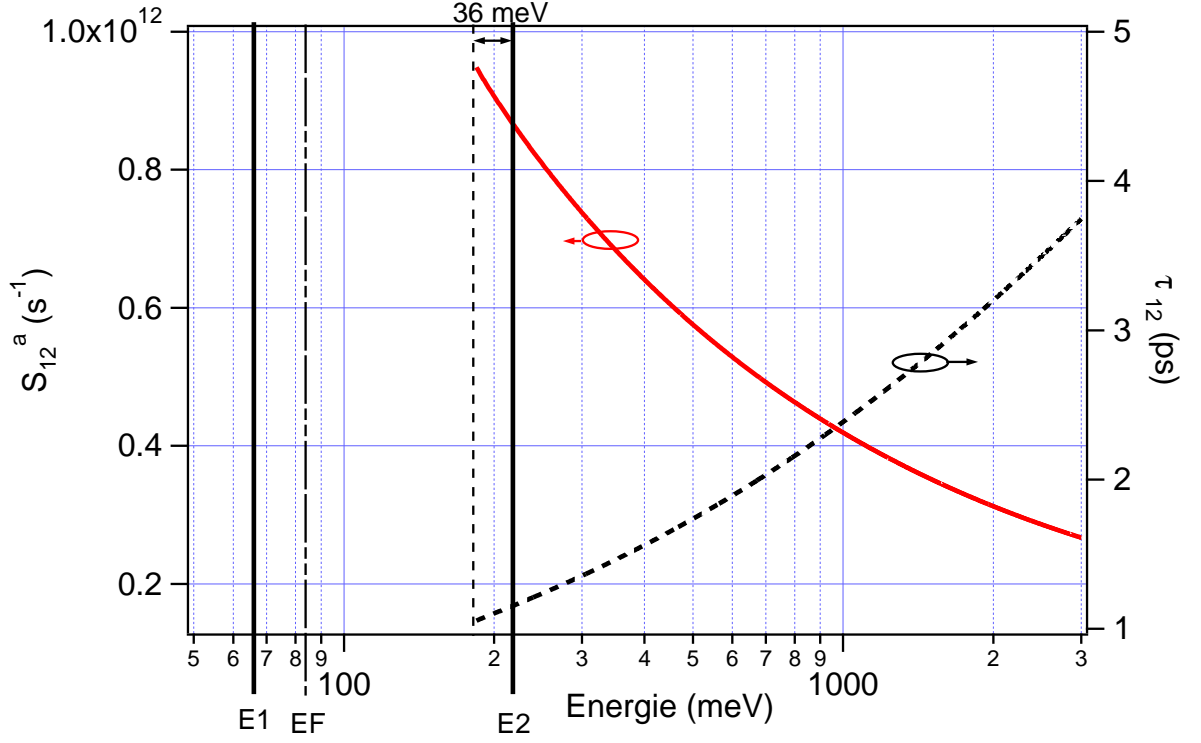


FIG. 2.1 – Allure des coefficients $S_{12}(E)$ (échelle de gauche) et $t_{12}(E)$ (échelle de droite) en fonction de l'énergie E . Les pointillés longs représentent le niveau de Fermi, tandis que les pointillés courts représente l'énergie $E_2 - \hbar\omega_{LO}$. Compte-tenu de l'équation 2.5, le tmps d'émission d'un phonon à partir de E_2 , à $0 K$, est $t_{21}(E) = t_{12}(E - \hbar\omega_{LO})$.

E_2 en traits pleins, ainsi que le niveau de Fermi (pointillés longs) et le niveau $E_2 - \hbar\omega_{LO} = E_2 - 36 meV$ (pointillés courts). Les temps de transition sont donc assez rapides (de l'ordre de quelques picosecondes), justifiant l'efficacité des phonons optiques pour les transferts. La figure 2.2 représente l'évolution du paramètre suivant :

$$\int_{E_2 - \hbar\omega_{LO}}^E S_{12}(\epsilon) D(\epsilon) d\epsilon \quad (2.7)$$

en fonction de l'énergie E , où $D(\epsilon) = m^*/(\pi\hbar^2)$ est la densité d'état d'énergie 2D. Ce paramètre, exprimé en $m^{-2}s^{-1}$, permet de voir la contribution du taux de transition $S_{12}(E)$ au taux de transition global entre les deux sous-bandes considérées. En raison de la décroissance rapide du coefficient $S_{12}(E)$, ce terme (intégré) croit de deux décades en $36 meV$ seulement, dès que la transition devient possible. Après cette croissance importante, on assiste à une croissance beaucoup plus lente. L'essentiel des transitions s'effectue donc pour les énergies les plus faibles (et dès que la transition est autorisée). N'oublions pas que nous n'avons pas pris en compte les occupations des états initiaux et finaux. On dispose toujours dans ces taux, quelle que soit l'énergie considérée, d'électrons susceptibles d'être transférés et d'états vides à l'arrivée. En prenant en compte dans l'intégrale la

répartition de Fermi-Dirac pour les électrons et de Bose-Einstein pour les phonons, ce terme intégré tendra vers des valeurs plus basses lorsque l'énergie augmentera, atténuant ainsi cette divergence apparente.

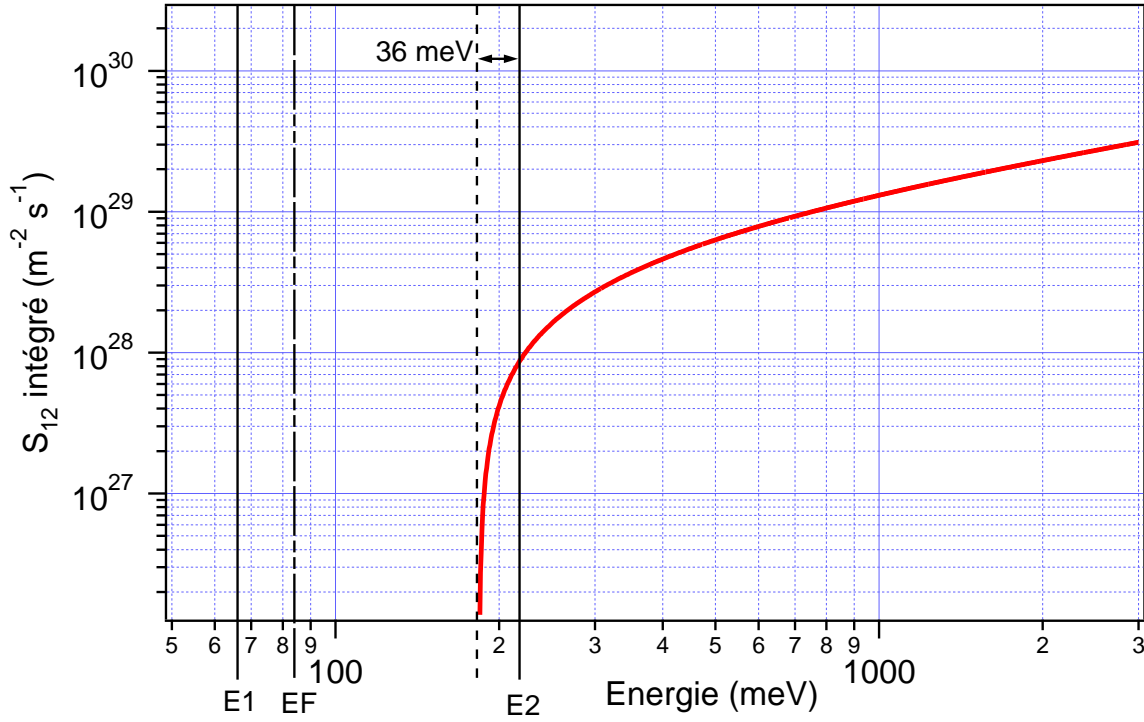


FIG. 2.2 – Allure du coefficient défini par l'équation 2.7 en fonction de l'énergie E dans le simple puits quantique défini plus haut. Les pointillés longs représentent le niveau de Fermi, tandis que les pointillés courts représente l'énergie $E_2 - \hbar\omega_{LO}$.

Evaluation des taux de transition globaux

Pour évaluer les taux de transitions, il suffit de prendre en compte : les occupations des bandes d'énergie initiales et finales à une énergie E donnée, la densité d'état (2D) de la sous-bande considérée, ainsi que la répartition des phonons. On obtient alors, pour un niveau d'énergie initial E les taux de transition $G_{ij}^e(E)$ pour l'émission et $G_{ij}^a(E)$ pour l'absorption, donnés par les relations suivantes :

$$G_{ij}^e(E) = S_{ij}^e(E) \times f(E) \times (1 - f(E - \hbar\omega_{LO})) (1 + n_{opt}) D(E) \quad (2.8)$$

$$G_{ij}^a(E) = S_{ij}^a(E) \times f(E) \times (1 - f(E + \hbar\omega_{LO})) n_{opt} D(E) \quad (2.9)$$

où :

- f est la fonction d'occupation de Fermi-Dirac, donnée par la statistique de Fermi-Dirac :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (2.10)$$

- n_{opt} est donné par la statistique de Bose-Einstein :

$$n_{opt} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_{LO}}{kT}\right) - 1} \quad (2.11)$$

- $D(E) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2}$ est la densité d'état 2D (qui est indépendante de E)

Finalement, pour déterminer les taux de transition G_{ij}^a et G_{ij}^e , entre deux sous-bandes i et j , respectivement pour l'absorption et l'émission, il suffit de prendre en compte tous les états possibles dans la sous-bande i , c'est à dire de sommer les coefficients $G_{ij}(E)$ précédents pour toutes les énergies E possibles de la sous-bande i :

$$G_{ij}^e = \int_{E_{min}^e}^{\infty} G_{ij}^e(E) dE \quad (2.12)$$

$$G_{ij}^a = \int_{E_{min}^a}^{\infty} G_{ij}^a(E) dE \quad (2.13)$$

Il faut donc connaître les bornes minimales d'intégration E_{min} , c'est à dire les états possibles pour lesquels on a une transition. Etudions les différentes positions possibles des sous-bandes :

1. Supposons tout d'abord que la sous-bande i est située au dessous de la sous-bande j (ie $\varepsilon_i < \varepsilon_j$).

Il faut séparer deux cas selon la position des bas de bande $\varepsilon_j - \varepsilon_i$ par rapport à $\hbar\omega_{LO}$, comme le montre la figure 2.3 : Dans le premier cas (a) : $\varepsilon_j - \varepsilon_i > \hbar\omega_{LO}$. On en déduit donc les deux bornes d'intégration :

$$E_{min}^e = \varepsilon_j + \hbar\omega_{LO} \quad (2.14)$$

$$E_{min}^a = \varepsilon_j - \hbar\omega_{LO} \quad (2.15)$$

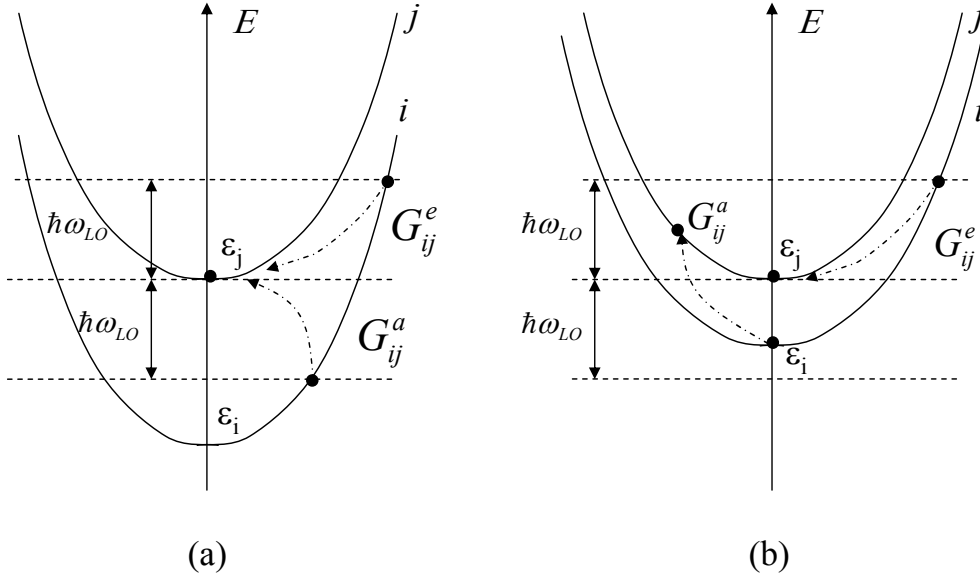


FIG. 2.3 – Situation lorsque la sous-bande i est en dessous de la sous-bande j ; (a) $\varepsilon_j - \varepsilon_i > \hbar\omega_{LO}$; (b) $\varepsilon_j - \varepsilon_i < \hbar\omega_{LO}$

Dans le second cas (b) : $\varepsilon_j - \varepsilon_i < \hbar\omega_{LO}$. On en déduit donc les deux bornes d'intégration :

$$E_{min}^e = \varepsilon_j + \hbar\omega_{LO} \quad (2.16)$$

$$E_{min}^a = \varepsilon_i \quad (2.17)$$

On en déduit donc que :

$$E_{min}^e = \varepsilon_j + \hbar\omega_{LO} \quad (2.18)$$

$$E_{min}^a = \max(\varepsilon_i; \varepsilon_j - \hbar\omega_{LO}) \quad (2.19)$$

2. Si la sous-bande i est située au dessus de la sous-bande j (ie $\varepsilon_i > \varepsilon_j$), il faut également considérer deux cas, comme le montre la figure 2.4. Dans le premier cas (a) : $\varepsilon_i - \varepsilon_j > \hbar\omega_{LO}$. On en déduit donc les deux bornes d'intégration :

$$E_{min}^e = \varepsilon_i \quad (2.20)$$

$$E_{min}^a = \varepsilon_i \quad (2.21)$$

Dans le second cas (b) : $\varepsilon_i - \varepsilon_j < \hbar\omega_{LO}$. On en déduit donc les deux bornes d'intégration :

$$E_{min}^e = \varepsilon_j + \hbar\omega_{LO} \quad (2.22)$$

$$E_{min}^a = \varepsilon_i \quad (2.23)$$

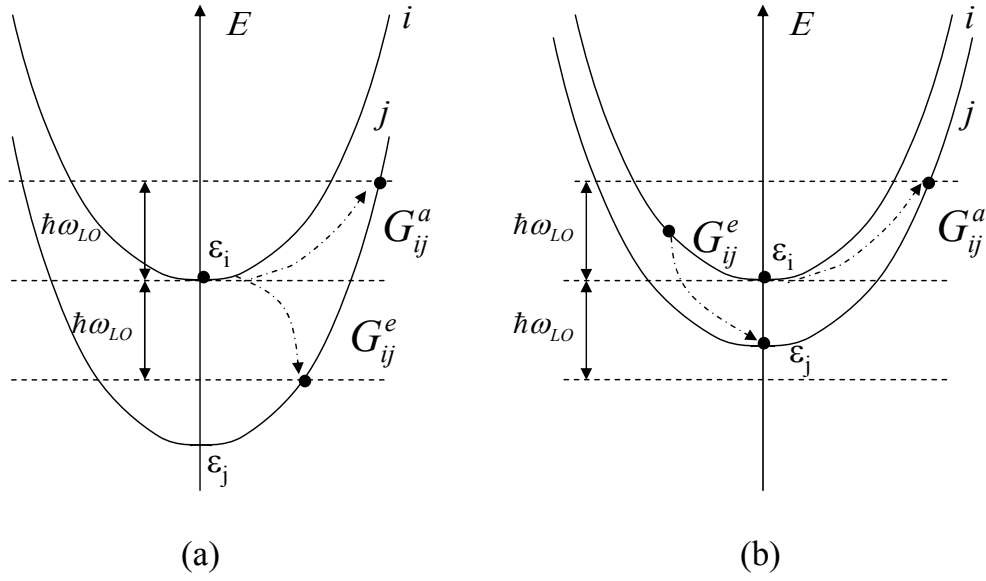


FIG. 2.4 – Situation lorsque la sous-bande i est au dessus de la sous-bande j ; (a) $\varepsilon_i - \varepsilon_j > \hbar\omega_{LO}$; (b) $\varepsilon_i - \varepsilon_j < \hbar\omega_{LO}$

On en conclut donc que :

$$E_{min}^e = \max(\varepsilon_i, \varepsilon_j + \hbar\omega_{LO}) \quad (2.24)$$

$$E_{min}^a = \varepsilon_i \quad (2.25)$$

En reprenant les équations 2.18, 2.19 et les deux équations précédentes, on peut finalement résumer les différents cas précédents avec les expressions suivantes :

$$G_{ij}^e = \int_{E_{min}^e = \max(\varepsilon_i, \varepsilon_j + \hbar\omega_{LO})}^{\infty} G_{ij}^e(E) dE \quad (2.26)$$

$$G_{ij}^a = \int_{E_{min}^a = \max(\varepsilon_i, \varepsilon_j - \hbar\omega_{LO})}^{\infty} G_{ij}^a(E) dE \quad (2.27)$$

avec les bornes minimales d'intégration qui sont récapitulées dans le tableau 2.1

	$ \varepsilon_i - \varepsilon_j > \hbar\omega_{LO}$	$ \varepsilon_i - \varepsilon_j < \hbar\omega_{LO}$
$\varepsilon_i < \varepsilon_j$	$E_{min}^e = \varepsilon_j + \hbar\omega_{LO}$ $E_{min}^a = \varepsilon_j - \hbar\omega_{LO}$	$E_{min}^e = \varepsilon_j + \hbar\omega_{LO}$ $E_{min}^a = \varepsilon_i$
$\varepsilon_i > \varepsilon_j$	$E_{min}^e = \varepsilon_i$ $E_{min}^a = \varepsilon_i$	$E_{min}^e = \varepsilon_j + \hbar\omega_{LO}$ $E_{min}^a = \varepsilon_i$

TAB. 2.1 – Bornes minimales d'intégration selon les différentes positions des sous-bandes, pour le calcul de G_{ij}^e et G_{ij}^a .

Etude de l'équilibre

Afin de vérifier qu'à l'équilibre il n'y a pas de mouvement macroscopique d'électrons (le courant doit être nul), nous allons évaluer la différence de transferts d'électrons entre deux sous-bandes i et j :

$$\Delta G_{ij} = G_{ij} - G_{ji}$$

A l'équilibre, nous devons vérifier que $\Delta_{ij} = 0$. Cette différence se met sous la forme suivante :

$$\Delta G_{ij} = G_{ij}^a + G_{ij}^e - G_{ji}^a - G_{ji}^e \quad (2.28)$$

$$= \underbrace{G_{ij}^a - G_{ji}^e}_{\Delta G_{ij}^a} + \underbrace{G_{ij}^e - G_{ji}^a}_{\Delta G_{ij}^e} \quad (2.29)$$

Nous allons seulement évaluer le premier terme ΔG_{ij}^a . Un raisonnement analogue pourra être mené pour le second terme et aboutira au même résultat à condition de remplacer l'exposant a par l'exposant e et la borne minimale d'intégration par les valeurs données par le tableau 2.1 concernant l'émission de phonon.

$$\Delta G_{ij}^a = G_{ij}^a - G_{ji}^e \quad (2.30)$$

$$= \int_{E_{min}^a = \max(\varepsilon_i, \varepsilon_j - \hbar\omega_{LO})}^{\infty} G_{ij}^a(E) dE - \int_{E_{min}^e = \max(\varepsilon_j, \varepsilon_i + \hbar\omega_{LO})}^{\infty} G_{ji}^e(E') dE' \quad (2.31)$$

Le tableau 2.1 nous permet de déterminer les bornes minimales d'intégration (en inversant les rôles des indices i et j pour l'émission), ce qui est résumé dans le tableau 2.2. Dans

	$ \varepsilon_i - \varepsilon_j > \hbar\omega_{LO}$	$ \varepsilon_i - \varepsilon_j < \hbar\omega_{LO}$
$\varepsilon_i < \varepsilon_j$	$E_{min}^e = \varepsilon_j$ $E_{min}^a = \varepsilon_j - \hbar\omega_{LO}$	$E_{min}^e = \varepsilon_i + \hbar\omega_{LO}$ $E_{min}^a = \varepsilon_i$
$\varepsilon_i > \varepsilon_j$	$E_{min}^e = \varepsilon_i + \hbar\omega_{LO}$ $E_{min}^a = \varepsilon_i$	$E_{min}^e = \varepsilon_i + \hbar\omega_{LO}$ $E_{min}^a = \varepsilon_i$

TAB. 2.2 – Bornes minimales d'intégration selon les différentes positions des sous-bandes, avant le changement de variable, pour le calcul de l'expression 2.31.

tous les cas, nous constatons que le même changement de variable $E' = E + \hbar\omega_{LO}$ dans la seconde intégrale permet de se ramener à une borne minimale d'intégration identique pour les deux intégrales :

$$\Delta G_{ij}^a = \int_{E_{min}^a}^{\infty} G_{ij}^a(E) dE - \int_{E_{min}^a}^{\infty} G_{ji}^e(E + \hbar\omega_{LO}) dE \quad (2.32)$$

avec la valeur de E_{min}^a fournie dans le tableau 2.2. D'où l'expression de ΔG_{ij}^a :

$$\begin{aligned} \Delta G_{ij} &= \int_{E_{min}^a}^{\infty} \left(G_{ij}^a(E) - G_{ji}^e(E + \hbar\omega_{LO}) \right) dE & (2.33) \\ &= \int_{E_{min}^a}^{\infty} \left[S_{ij}^a(E) f(E) (1 - f(E + \hbar\omega_{LO})) n_{opt} D(E) \right. \\ &\quad \left. - S_{ji}^e(E + \hbar\omega_{LO}) f(E + \hbar\omega_{LO}) (1 - f(E)) (1 + n_{opt}) D(E + \hbar\omega_{LO}) \right] dE & (2.34) \end{aligned}$$

Or, d'après l'équation 2.5, page 42 : $S_{ij}^a(E) = S_{ji}^e(E + \hbar\omega_{LO})$. En outre, la densité d'état est une constante (indépendante de la bande d'énergie considérée) : $D(E) = D(E + \hbar\omega_{LO})$. L'équation 2.34 peut donc s'écrire :

$$\Delta G_{ij} = \int_{E_{min}^a}^{\infty} S_{ij}^a(E) f(E) (1 - f(E + \hbar\omega_{LO})) n_{opt} D(E) (1 - \gamma^{eq}) dE \quad (2.35)$$

$$= \int_{E_{min}^a}^{\infty} G_{ij}^a(E) (1 - \gamma^{eq}) dE \quad (2.36)$$

avec :

$$\gamma^{eq} = \frac{f(E + \hbar\omega_{LO}) (1 - f(E)) (1 + n_{opt})}{f(E) (1 - f(E + \hbar\omega_{LO})) n_{opt}} \quad (2.37)$$

Evaluons les différentes parties de ce terme :

$$\frac{f(E + \hbar\omega_{LO})}{1 - f(E + \hbar\omega_{LO})} = \frac{1}{\exp\left(\frac{E + \hbar\omega_{LO} - E_F}{kT}\right)} \quad (2.38)$$

$$\frac{1 - f(E)}{f(E)} = \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \quad (2.39)$$

$$\frac{1 + n_{opt}}{n_{opt}} = \exp\left(\frac{\hbar\omega_{LO}}{kT}\right) \quad (2.40)$$

Le facteur γ^{eq} vaut donc 1 : il en résulte que $\Delta G_{ij}^a = 0$. En effectuant un calcul analogue ⁸, que l'on laisse au lecteur, on trouverait que $\Delta G_{ij}^e = 0$. D'après l'équation 2.29, on en déduit que $\Delta G_{ij} = 0$.

Ainsi, chaque transition électronique entre deux niveaux est compensée par la transition

⁸ce qui revient à remplacer l'exposant a par l'exposant e et E_{min}^a par E_{min}^e défini dans le tableau 2.1.

réciproque. Il n'y a donc pas de mouvement macroscopique d'électrons et le courant global est nul. Il était important de bien vérifier que nos équations étaient bien cohérentes avec l'expression de l'équilibre thermodynamique. D'autre part, ce petit calcul de courant nul à l'équilibre est une excellente introduction à la suite, car il nous permet de bien identifier quel terme crée le déséquilibre lorsqu'on applique une tension, et donc de comprendre le mécanisme du transport.

Durées de vie

Chaque coefficient G_{ij} (exprimé en $m^{-2}.s^{-1}$) caractérise donc une transition de la sous-bande i vers la sous-bande j . La sous-bande i est caractérisée par une densité d'électrons n_i (densité 2D), exprimée en m^{-2} . On peut donc associer à cette transition une durée de vie τ_{ij} (exprimée en seconde) :

$$G_{ij} = \frac{n_i}{\tau_{ij}} \quad (2.41)$$

Cela permet de définir un temps de transition global τ_i :

$$\sum_j G_{ij} = \frac{n_i}{\tau_i} \quad (2.42)$$

2.1.3 Résultats et conséquences

Etude d'un puits de potentiel

Nous avons calculé les coefficients G_{12} en absorption et en émission (G_{12}^a et G_{12}^e) dans un simple puits de potentiel entre les deux premiers niveaux. Cela permet de fixer les idées en donnant des ordres de grandeur. La figure 2.5 représente l'évolution de ces deux coefficients en fonction de la température, ainsi que la densité d'électrons présents sur le second niveau, pour les paramètres de simulation suivants :

Largeur du puits	:	60 Å
Pourcentage d'Al	:	30 %
Band Offset	:	242 meV
Dopage	:	$5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$
Energie E_1	:	61 meV
Energie E_2	:	217 meV
Longueur d'onde au pic	:	7.9 μm
Longueur d'onde	:	7.95 μm
Température	:	de 80 K à 200 K
Masse effective du GaAs	:	0.067

Plusieurs ordres de grandeurs séparent les taux de transfert en émission et en absorption. L'émission est en effet plus efficace pour transférer les électrons vers les niveaux bas tandis que l'absorption reste le transfert le plus efficace pour transférer des électrons vers des niveaux supérieurs. En outre, plus la température augmente et plus les taux de transferts augmentent, ce qui est bien cohérent avec la répartition des porteurs en fonction de la

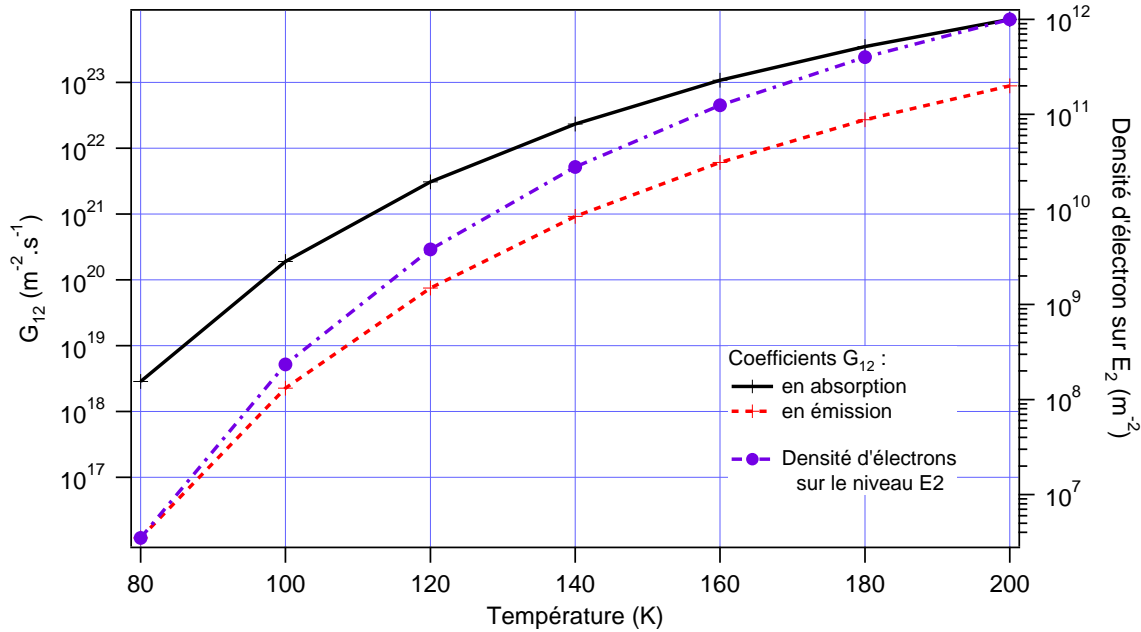


FIG. 2.5 – Evolution des taux de transferts et de la densité d'électrons sur le niveau excité en fonction de la température dans un simple puits quantique $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ de largeur 60 Å. Axe de gauche : taux de transfert ; Axe de droite : densité d'électrons.

température. Entre $T = 80 K$ et $T = 200 K$, les taux de transfert augmentent d'environ 5 ordres de grandeur. C'est la raison pour laquelle la résistivité d'une hétérostructure varie tant entre les basses températures et les hautes températures.

Cette augmentation est corrélée à l'augmentation de la densité de porteurs sur le second niveau d'énergie : à plus haute température, les transferts électroniques sont plus fréquents (le coefficient G_{12} est élevé), puisque la quantité d'électrons sur le niveau 2 est beaucoup plus élevée (par Fermi-Dirac), et aussi la population sur le niveau 1 dans des états d'énergie élevés, au dessus de $E_2 - \hbar\omega_{LO}$. Notons que simplement entre 80 K et 100 K le taux de transition entre les deux sous-bandes a augmenté de deux ordres de grandeur. On comprend donc que les performances des détecteurs se dégraderont considérablement entre 80 K et 100 K, et que chaque Kelvin est durement gagné dans la température de fonctionnement d'une caméra infrarouge.

En effet, dans une caméra infrarouge, les photons permettent la transition d'un électron d'un état initial 1 vers un état final 2, et sa mobilité, différente dans l'état 2, crée le photocourant (cet argument est très général et va bien au delà des QWIPs). Considérant cela, chaque transition avec un phonon optique (émission ou absorption) peut être considérée comme un événement élémentaire de bruit, puisqu'il s'agit d'une fluctuation élémentaire de la quantité d'électron sur l'état final 2. Si le nombre d'événements fortuits d'émission ou d'absorption de phonon a augmenté de deux ordres de grandeurs entre 80 K et 100 K, cela signifie que le bruit a fait la même chose. On comprend donc à l'aide de la figure 2.5 pourquoi il est nécessaire de refroidir un détecteur infrarouge pour augmenter ses performances (la réponse évolue beaucoup moins que le bruit et l'essentiel de l'évolution de

la détectivité avec la température est dû au bruit). Dans le domaine très particulier de l'imagerie thermique, le nombre de photons incidents sur le détecteur est considérable. Le rayonnement du corps noir est en effet de l'ordre de 500 W/m^2 à 300 K , et sur un pixel de $25 \mu\text{m}$ de côté, pour une largeur spectrale entre 8 et $9 \mu\text{m}$, et une ouverture de $f/2$, par exemple, il arrivera typiquement 10^{11} photons par seconde. C'est justement l'ordre de grandeur de G_{12} à 100 K (d'après la figure 2.5). On en déduit que pour cet exemple à 100 K il arrive autant de photons sur le détecteur qu'il y a de transitions par phonons optiques. Quand on diminue la température du détecteur, il arrive donc un moment où le nombre de transitions optiques G_{12}^{optique} dépasse le nombre de transitions dues aux phonons optiques G_{12}^a (ce moment va dépendre du coefficient d'absorption). Pour des températures plus basses, le nombre de transitions optiques domine et il ne servira alors à rien de refroidir davantage le détecteur : le bruit de génération-recombinaison dû aux phonons optiques est de toute façon négligeable, et le bruit du détecteur est limité par les fluctuations d'arrivée des photons. On dit alors que le détecteur est limité par le bruit de scène, dont l'acronyme consacré est BLIP (Background Limited Infrared Photodetector). Les figures 2.6 et 2.7 représentent les évolutions des taux de transfert G_{12} en absorption et en émission dans un simple puits quantique, en fonction de la largeur du puits et de l'écart entre les deux premiers niveaux d'énergie, avec les paramètres de simulation suivants :

Largeur du puits	:	variable de 50 \AA à 100 \AA
Pourcentage d'Al	:	34%
Band Offset	:	275 meV
Dopage	:	$5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$
Température	:	77 K
Masse effective du GaAs	:	0.067

Plus le puits est large, plus l'écart entre les deux premiers niveaux d'énergie diminue, et plus le taux de transfert augmente. Dans un QCD, on peut donc s'attendre à ce que les taux de transferts entre des niveaux éloignés soient très inférieurs aux taux de transfert entre des niveaux proches ⁹.

La figure 2.8 montre l'évolution de la densité d'électrons sur le deuxième niveau du puits quantique précédent, en fonction de l'écart d'énergie pour 4 températures différentes. Les évolutions des taux de transferts en fonction de la température et de la largeur du puits permettent ainsi de justifier l'évolution de cette densité d'électrons de cette figure. En utilisant cette figure, on peut évaluer la quantité d'électrons pour un pixel de $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$, pour une longueur d'onde typique de détection de $8.5 \mu\text{m}$ (correspondant à un écart d'énergie de 146 meV), les résultats étant regroupés dans le tableau 2.3.

On comprend à l'aide de ces évolutions que le bruit dans un détecteur dépend énormément de sa longueur d'onde et aussi de sa température de régime BLIP.

⁹Nous verrons plus loin, qu'effectivement, les taux de transferts entre des niveaux de la cascade, qui sont donc très proches, sont de plusieurs ordres de grandeurs plus élevés que les taux de transfert entre le niveau fondamental du premier puits et les niveaux proches du continuum, en haut de la cascade.

$T = 77 K$	$T = 100 K$	$T = 120 K$	$T = 150 K$
< 1	10	100	1000

TAB. 2.3 – Quantité d'électrons sur le niveau E_2 pour un pixel carré de $100 \mu m$ de côté, pour un détecteur lié-lié centré sur $\lambda = 8.5 \mu m$ et dopé à $5 \cdot 10^{11} cm^{-2}$.

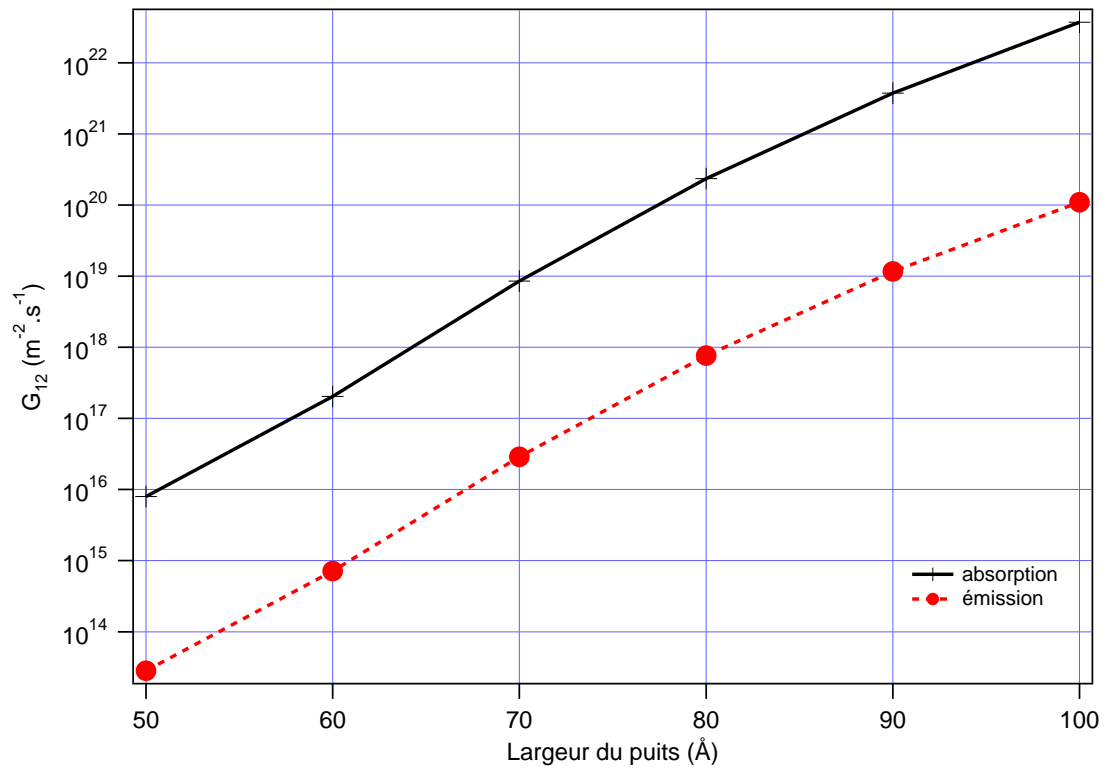


FIG. 2.6 – Evolution des taux de transfert en émission et en absorption dans un puits de potentiel en fonction de la largeur du puits, à 77 K.

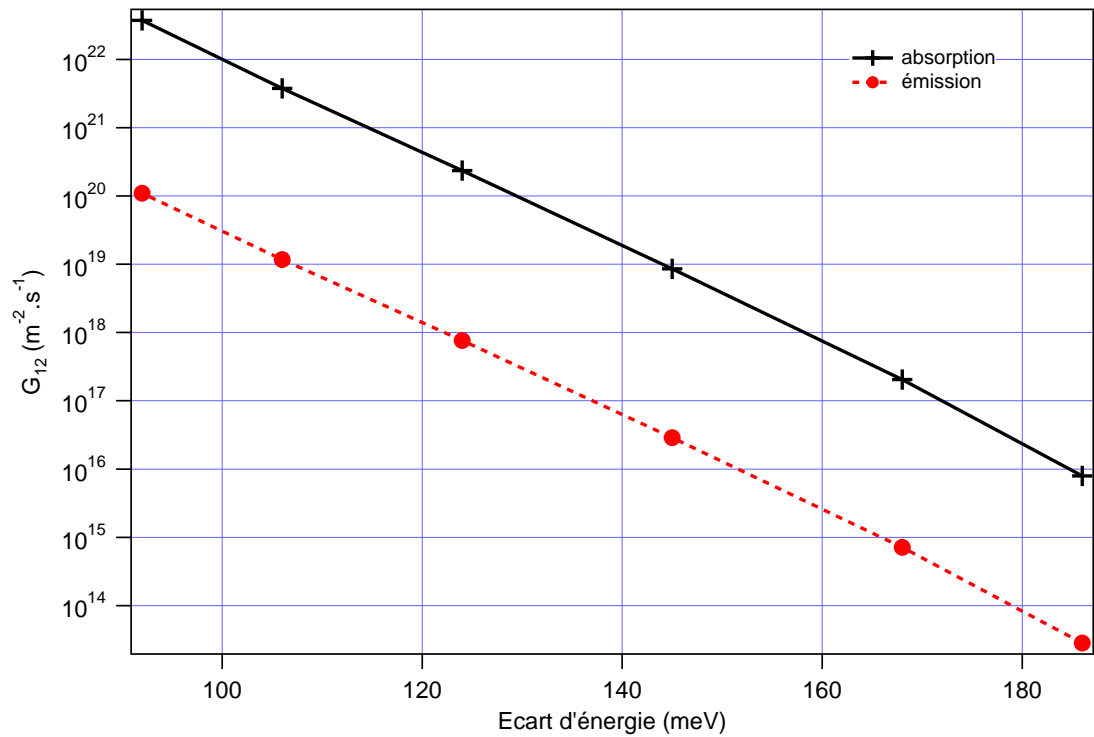


FIG. 2.7 – Evolution des taux de transfert en émission et en absorption dans un puits de potentiel en fonction de l'écart entre les deux premiers niveaux d'énergie, à 77 K.

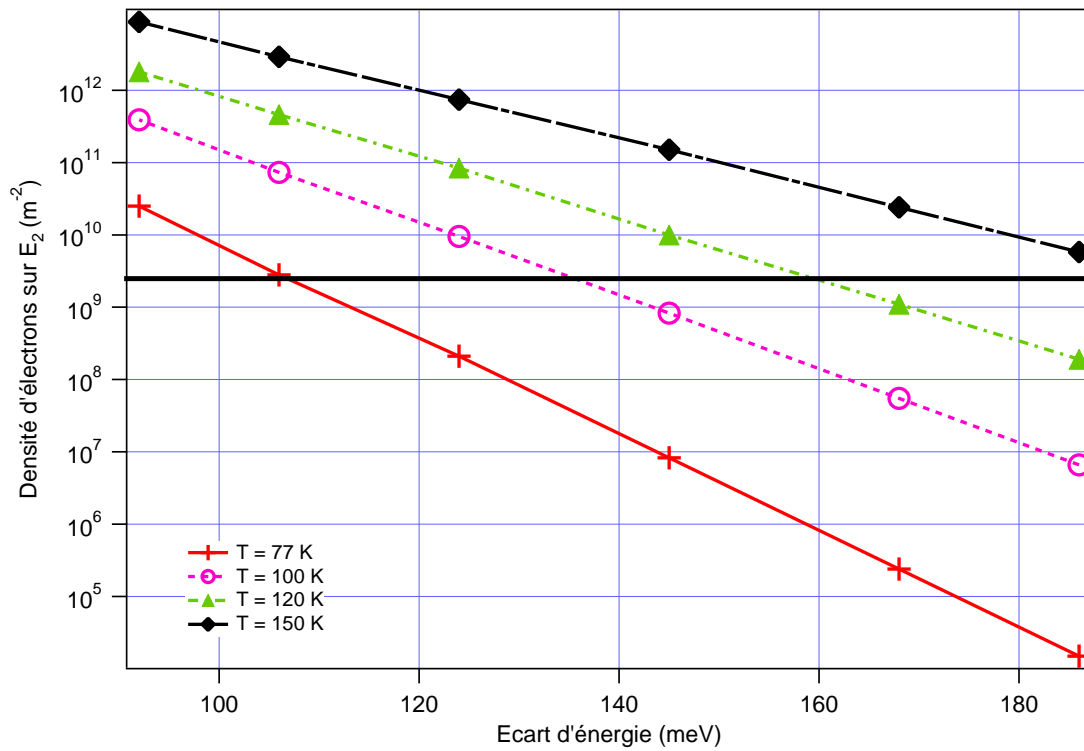


FIG. 2.8 – Evolution de la densité d'électrons sur le niveau E_2 en fonction de l'écart d'énergie entre les deux premiers niveaux, pour différentes températures. La ligne épaisse horizontale correspond à un électron en moyenne sur un pixel de $20 \times 20 \mu\text{m}$.

Etude d'un QCD.

Après avoir utilisé des calculs de taux de transferts dans des puits simples pour donner quelques ordres de grandeur, nous allons maintenant appliquer la méthode de calcul des coefficients G_{ij} à un détecteur QCD réalisé en bande III, présenté au chapitre 1, page 26. Considérons deux périodes successives de l'échantillon T303. Les deux périodes sont caractérisées par deux cascades de niveaux, ces deux cascades étant repérées par les exposants A et B ¹⁰. Chaque cascade est constituée de 8 niveaux d'énergie, allant du niveau E_1 (le plus bas en énergie) au niveau E_8 (d'énergie la plus élevée). En effet, chaque période comprend 7 puits, dont 6 ne contiennent qu'un seul niveau (si ils étaient isolés), et le 7^e, plus large, contient deux niveaux. Ces deux niveaux sont d'ailleurs ceux de la transition optique du détecteur. Les tableaux 2.4 et 2.5 présentent les coefficients G_{ij} , pour l'échantillon T303, concernant les transitions au sein de chaque cascade (transitions dites intra-cascade) et entre les deux cascades consécutives (transitions dites inter-cascade) pour les paramètres de simulation suivants :

épaisseur des puits et barrières	: nominales
discontinuité BC	: 267 meV
masse effective du GaAs	: 0.067
Température	: 77 K
Pourcentage d'Al	: 33 %
Dopage	: $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$
Niveaux d'énergie (E_1, \dots, E_8)	: 51, 80, 98, 117, 139, 166, 190, 204 (meV)

Nous allons comparer les ordres de grandeurs des transitions concernant des niveaux ayant des recouvrements des fonctions d'onde significatifs. Il est en effet inutile de regarder les taux de transition entre deux niveaux ayant des fonctions d'onde totalement disjointes ¹¹ : il n'y a alors aucune interaction possible entre ces niveaux, comme c'est par exemple le cas entre les niveaux $i = 2$ et $i = 8$ au sein d'une même cascade. Le taux de transition est alors très faible (et les calculs associés peu fiables). Les éléments de matrice calculés pour des sous-bandes apparemment très séparées spatialement ne sont pourtant jamais nuls en raison de délocalisations des fonctions d'ondes sur plusieurs périodes. Ceci est un artéfact de notre calcul, difficile à éviter : pour éviter ces "effets de bord" en calculant les fonctions enveloppes à l'aide de l'équation de Schrödinger, nous considérons en effet plusieurs périodes successives (typiquement 3 ou 4). Des effets de type super-réseaux apparaissent, avec des délocalisations des fonctions d'onde sur les différentes périodes. Pour limiter ces couplages entre périodes ¹², on peut appliquer un léger champ électrique

¹⁰nous verrons un peu plus loin que le regroupement des énergies sous forme de ces cascades a été guidé par la classification des valeurs des taux de transition au sein d'une même cascade vis à vis de deux cascades consécutives. L'ordre dans lequel le modèle est présenté dans ce manuscrit ne correspond pas nécessairement à l'ordre dans lequel les concepts ont été réellement mis en place.

¹¹naturellement, cette commodité de langage ne doit pas faire oublier que deux fonctions d'onde ne sont jamais totalement disjointes.

¹²en effet, les délocalisations de fonctions d'onde sur plusieurs périodes prévues numériquement n'ont pas de réalité physique dès lors que le temps mis par un électron pour avoir une oscillation de Rabi entre les deux périodes couplées est plus long que le temps de diffusion d'un électron sur un seul niveau dans

i \ j	1	2	3	4	5	6	7	8
1	—	$2.1 \cdot 10^{25}$	$1 \cdot 10^{24}$	$1.2 \cdot 10^{22}$	$4 \cdot 10^{19}$	$5.2 \cdot 10^{16}$	$2.7 \cdot 10^{14}$	$1.6 \cdot 10^{14}$
2	$2.1 \cdot 10^{25}$	—	$1.5 \cdot 10^{24}$	$3.9 \cdot 10^{23}$	$1.5 \cdot 10^{21}$	$1.7 \cdot 10^{18}$	$8.9 \cdot 10^{15}$	$6.1 \cdot 10^{13}$
3	$1 \cdot 10^{24}$	$1.5 \cdot 10^{24}$	—	$1.5 \cdot 10^{23}$	$2.4 \cdot 10^{22}$	$4 \cdot 10^{19}$	$2.4 \cdot 10^{17}$	$9.1 \cdot 10^{14}$
4	$1.2 \cdot 10^{22}$	$3.9 \cdot 10^{23}$	$1.5 \cdot 10^{23}$	—	$9.7 \cdot 10^{21}$	$2.9 \cdot 10^{20}$	$2.3 \cdot 10^{18}$	$9.3 \cdot 10^{15}$
5	$4 \cdot 10^{19}$	$1.5 \cdot 10^{21}$	$2.4 \cdot 10^{22}$	$9.7 \cdot 10^{21}$	—	$3.1 \cdot 10^{20}$	$1.2 \cdot 10^{19}$	$5.8 \cdot 10^{16}$
6	$5.2 \cdot 10^{16}$	$1.7 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{19}$	$3 \cdot 10^{20}$	$3.1 \cdot 10^{20}$	—	$7.8 \cdot 10^{18}$	$5.0 \cdot 10^{17}$
7	$2.7 \cdot 10^{14}$	$8.9 \cdot 10^{15}$	$2.4 \cdot 10^{17}$	$2.3 \cdot 10^{18}$	$1.2 \cdot 10^{19}$	$7.8 \cdot 10^{18}$	—	$5.5 \cdot 10^{16}$
8	$1.6 \cdot 10^{14}$	$6.1 \cdot 10^{13}$	$9.1 \cdot 10^{14}$	$9.3 \cdot 10^{15}$	$5.8 \cdot 10^{16}$	$5.0 \cdot 10^{17}$	$5.5 \cdot 10^{16}$	—

TAB. 2.4 – Taux de transitions intra-cascade calculés à 77 K, pour l'échantillon T303 (structure nominale), en $m^{-2} \cdot s^{-1}$

i \ j	1	2	3	4	5	6	7	8
1	$7.8 \cdot 10^{14}$	$8.8 \cdot 10^{16}$	$1.1 \cdot 10^{18}$	$4.8 \cdot 10^{18}$	$6.9 \cdot 10^{18}$	$6.8 \cdot 10^{18}$	$2.1 \cdot 10^{18}$	$1.7 \cdot 10^{18}$
2	$1.2 \cdot 10^{17}$	$1.1 \cdot 10^{17}$	$4.2 \cdot 10^{17}$	$5.7 \cdot 10^{18}$	$2.6 \cdot 10^{18}$	$1.6 \cdot 10^{18}$	$4.5 \cdot 10^{17}$	$3.8 \cdot 10^{17}$
3	$3.4 \cdot 10^{17}$	$6.4 \cdot 10^{17}$	$4.6 \cdot 10^{17}$	$5.9 \cdot 10^{17}$	$2.1 \cdot 10^{18}$	$4.3 \cdot 10^{17}$	$9.7 \cdot 10^{16}$	$7.9 \cdot 10^{16}$
4	$4.6 \cdot 10^{16}$	$1.6 \cdot 10^{18}$	$8.4 \cdot 10^{17}$	$3.3 \cdot 10^{17}$	$2.6 \cdot 10^{17}$	$2.4 \cdot 10^{17}$	$2.8 \cdot 10^{16}$	$2.1 \cdot 10^{16}$
5	$8.9 \cdot 10^{14}$	$3.6 \cdot 10^{16}$	$6.3 \cdot 10^{17}$	$3.8 \cdot 10^{17}$	$7.8 \cdot 10^{16}$	$6.9 \cdot 10^{16}$	$1.6 \cdot 10^{16}$	$5.9 \cdot 10^{15}$
6	$1.2 \cdot 10^{13}$	$3.3 \cdot 10^{14}$	$8.3 \cdot 10^{15}$	$6.7 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{17}$	$1.1 \cdot 10^{16}$	$5.6 \cdot 10^{15}$	$4.7 \cdot 10^{15}$
7	$5.8 \cdot 10^{11}$	$4.5 \cdot 10^{12}$	$1.3 \cdot 10^{14}$	$1.3 \cdot 10^{15}$	$7.6 \cdot 10^{15}$	$8.7 \cdot 10^{15}$	$7.3 \cdot 10^{14}$	$7.6 \cdot 10^{13}$
8	$4.5 \cdot 10^9$	$3.9 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^{11}$	$1.1 \cdot 10^{12}$	$8.8 \cdot 10^{12}$	$1.7 \cdot 10^{14}$	$5.2 \cdot 10^{13}$	$2.2 \cdot 10^{13}$

TAB. 2.5 – Taux de transitions inter-cascade calculés à 77 K, pour l'échantillon T303 (structure nominale), en $m^{-2} \cdot s^{-1}$

perturbatif. Mais on n'élimine jamais totalement ces résidus de fonction d'onde dans la période voisine, ce qui crée des coefficients G_{ij} artificiels et non nuls, alors qu'ils le devraient être. On peut alors les ignorer volontairement parmi les autres processus de transferts, puisque l'on sait qu'ils n'ont pas cette valeur dans la réalité.

Nous constatons, de manière globale, que les taux de transition (significatifs) intra-cascade et inter-cascade ont des valeurs très différentes :

- les taux de transition intra-cascade, varient typiquement entre $[10^{20} m^2.s^{-1}]$ et $[10^{25} m^2.s^{-1}]$.
- les taux de transition inter-cascade, varient typiquement entre $[10^{15} m^2.s^{-1}]$ et $[10^{18} m^2.s^{-1}]$.

On peut donc en conclure que les réarrangements électroniques s'effectuent de manière beaucoup plus rapide au sein d'une cascade qu'entre deux cascades consécutives. La figure 2.9 représente les principales transitions inter- et intra-cascade. Ce résultat est essentiel, car il va nous permettre d'effectuer des hypothèses simplificatrices amenant à un modèle de transport électronique relativement simple dans le QCD.

une seule période. Ceci est toujours très largement le cas dans nos structures, étant donné l'épaisseur de nos périodes. Ces effets ont été étudiés en détail dans la thèse d'Aurore Gomez, et font également l'objet d'une grande attention dans le travail doctoral d'Emmanuel Lhuillier à l'ONERA, dans le cas des QWIPs à basse tension cette fois.

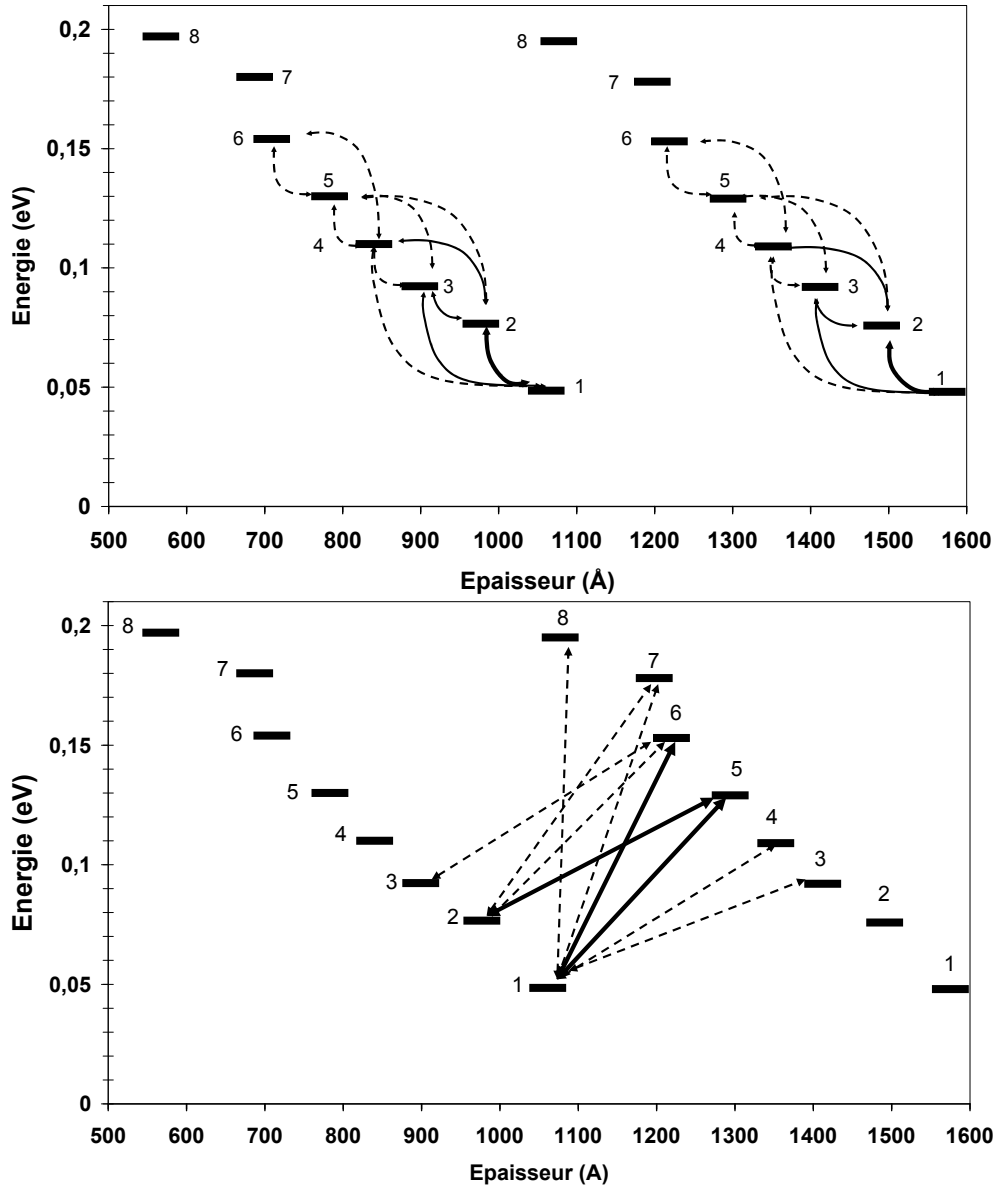


FIG. 2.9 – Principales transitions inter- et intra-cascade. La figure du haut représente les principales transitions intra-cascade ; la figure du bas représente les principales transitions inter-cascade

2.2 Evaluation des grandeurs électriques : structure hors équilibre

2.2.1 Approximation fondamentale

L'étude précédente concernant les taux de transition, nous conduit à formuler l'approximation suivante pour modéliser notre structure. Plusieurs ordres de grandeurs séparent les taux de transition inter- et intra-cascade. Nous allons alors négliger l'effet des taux intra-cascade et ne conserver que les taux inter-cascade pour ce qui concerne le transport. Ceci traduit le fait que les réarrangements électroniques se font très rapidement à l'intérieur d'une cascade donnée : les durées de vie associées aux transitions intra-cascade sont bien plus petites que les durées de vie associées aux transitions inter-cascade. Cela revient à considérer que chaque cascade est caractérisée par une très faible résistance et que la jonction entre deux cascades est caractérisée par une très grande résistance. C'est cette dernière qui limite la conduction des électrons dans la structure, tandis que chaque cascade apparaît alors comme un très bon conducteur. Le transport apparaît, dans le cadre de cette approximation, comme un transport par saut d'une cascade à l'autre, chaque cascade étant constituée d'un sous-ensemble d'états à l'équilibre thermodynamique. Ce sont donc les transitions inter-cascade qui déterminent le transport. Pour rendre compte du maintien d'un tel équilibre au sein de chaque cascade et de la rupture de l'équilibre entre deux cascades consécutives, on associera à chaque cascade un quasi-niveau de Fermi. Cette approximation des quasi-niveaux de Fermi reprend le mécanisme de description de la jonction PN, où l'introduction des deux quasi-niveaux de Fermi (l'un dans la zone N et l'autre dans la zone P) résulte de la limitation du transport par la jonction (qui est très résistive), alors que chaque contact est considéré de part et d'autre de la jonction comme un conducteur parfait. Naturellement, à l'équilibre, la structure est caractérisée par un unique niveau de Fermi. Tous les quasi-niveaux de Fermi s'égalisent. Bien qu'elle nous paraisse assez naturelle aujourd'hui, cette simplification a mis du temps à émerger. Rappelons-le, elle se fonde sur l'analyse comparée de différents taux de transition inter- et intra-cascade. Mais ce qui va valider l'intérêt de cette démarche est le résultat final : tout outrageusement simplificateur qu'il paraisse, ce modèle va donner d'excellents résultats, et en particulier donner la résistivité sur plus de 5 ordres de grandeurs dans une large gamme de température.

2.2.2 Expression globale de la densité de courant

Principe du calcul

Supposons que nous soumettions notre structure (constituée par exemple de deux cascades consécutives) à un potentiel externe V . D'après l'approximation précédente, chaque cascade va rester à l'équilibre. En revanche, le niveau de Fermi initial va se séparer en quasi-niveaux de Fermi, qui vont "encaisser" la différence de potentiel, comme c'est le cas dans une jonction PN [3, 36].

Si on ne considère que deux cascades A et B, associées aux quasi-niveaux de Fermi E_F^A et E_F^B , et si on prend comme référence la cascade B, le quasi-niveau de Fermi E_F^A va se

translater d'un facteur qV par rapport à E_F^B : $E_F^A = E_F^B + qV$. La figure 2.10 illustre la situation dans le cas où $V > 0$. Dans la suite, nous ne considérerons que deux cascades

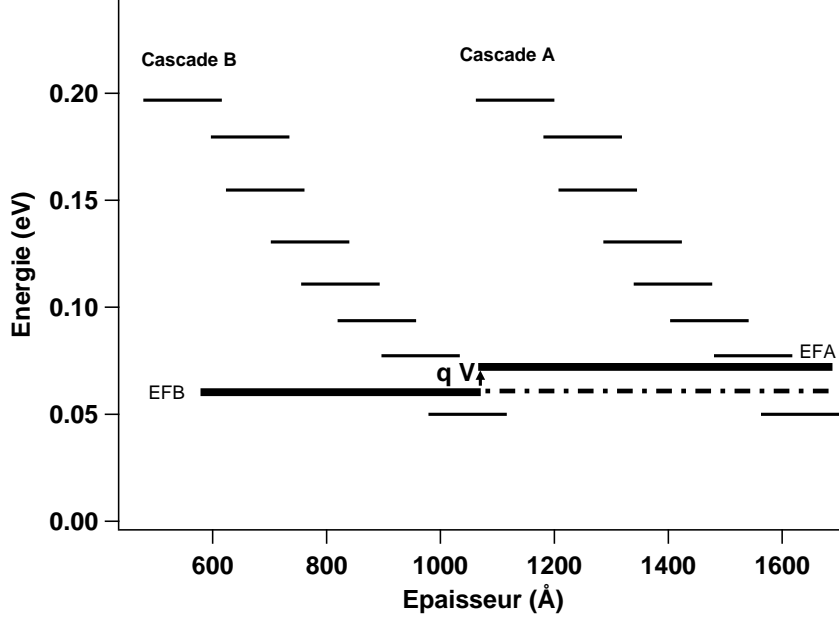


FIG. 2.10 – Situation d'une cascade par rapport à une autre sous champ (en polarisation directe). Les traits gras représentent les quasi-niveaux de Fermi hors équilibre, et les pointillés représentent le quasi-niveau de Fermi de la cascade A à l'équilibre.

consécutives. Pour déterminer la densité de courant J qui circule dans la structure, il suffit de calculer la quantité d'électrons qui vont de la cascade A vers la cascade B et de soustraire la quantité d'électrons allant de la cascade B vers la cascade A, et ceci pour tous les niveaux d'énergies. On obtient alors l'expression suivante pour J :

$$J = -q \sum_{\substack{i \in A \\ j \in B}} (G_{ij}(V) - G_{ji}(V)) \quad (2.43)$$

Remarques :

1. Dans la figure ci-dessus, les électrons vont majoritairement de la droite vers la gauche et le courant de la gauche vers la droite sous l'effet de cette tension.
2. A l'équilibre, nous avons déjà calculé cette différence, et nous avons trouvé qu'elle était nulle, ce qui est bien cohérent avec la définition de l'équilibre ($J = 0$).
3. Cette expression 2.43 du courant est très générale et ne repose sur aucune hypothèse.

Chaque taux de transition de l'expression précédente est la somme d'un taux de transition dû à une émission de phonons et d'un taux de transition dû à une absorption de phonons : $G_{ij}(V) = G_{ij}^a(V) + G_{ij}^e(V)$. Cette équation se met alors sous la forme suivante :

$$J = -q \sum_{\substack{i \in A \\ j \in B}} (G_{ij}^a(V) + G_{ij}^e(V) - G_{ji}^a(V) - G_{ji}^e(V)) \quad (2.44)$$

$$= \sum_{\substack{i \in A \\ j \in B}} -q \underbrace{\left(G_{ij}^a(V) - G_{ji}^e(V) \right)}_{J_{ij}^a} + \sum_{i \in A, j \in B} -q \underbrace{\left(G_{ij}^e(V) - G_{ji}^a(V) \right)}_{J_{ij}^e} \quad (2.45)$$

Nous reprenons l'écriture que nous avons établie lors de l'étude de l'équilibre (équation 2.29).

Détermination du premier terme

On se propose de calculer en détail le premier terme J_{ij}^a (comme dans le cas de l'étude de l'équilibre). On déduira l'expression de J_{ij}^e en remplaçant les exposants a par l'exposant e . Etant donné que le niveau de Fermi se sépare sous champ en deux quasi-niveaux de Fermi, deux facteurs d'occupations de Fermi-Dirac, f_A et f_B associés respectivement au quasi-niveau de Fermi E_F^A et E_F^B , seront nécessaires pour décrire chaque taux de transition. Les équations 2.8, 2.9, 2.26, 2.27 permettent de mettre J_{ij}^a sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} J_{ij}^a &= -q \int_{E_{min}^a}^{\infty} S_{ij}^a(E, V) f_A(E) (1 - f_B(E + \hbar\omega_{LO})) n_{opt} D(E) dE \\ &+ q \int_{E_{min}^e}^{\infty} S_{ji}^e(E', V) f_B(E') (1 - f_A(E' - \hbar\omega_{LO})) (1 + n_{opt}) D(E') dE' \end{aligned} \quad (2.46)$$

avec :

$$f_A(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F^A}{kT}\right)} \quad (2.47)$$

$$f_B(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F^B}{kT}\right)} \quad (2.48)$$

et les bornes minimales d'intégration E_{min}^a et E_{min}^e données par le tableau 2.2, page 49, en fonction des différentes positions des sous-bandes entre elles. Nous avons vu dans le paragraphe concernant l'étude de l'équilibre, qu'en effectuant le changement de variable $E' = E + \hbar\omega_{LO}$ dans la seconde intégrale, quelles que soient les positions des sous-bandes, on se ramène à une borne minimale d'intégration commune aux deux intégrales, donnée par la valeur de E_{min}^a du tableau 2.2, page 49. Après changement de variable, le terme J_{ij}^a s'écrit :

$$\begin{aligned} J_{ij}^a &= -q \int_{E_{min}^a}^{\infty} \left(S_{ij}^a(E, V) f_A(E) (1 - f_B(E + \hbar\omega_{LO})) n_{opt} D(E) \right. \\ &\quad \left. - S_{ji}^e(E + \hbar\omega_{LO}, V) f_B(E + \hbar\omega_{LO}) (1 - f_A(E)) (1 + n_{opt}) D(E + \hbar\omega_{LO}) \right) dE \end{aligned} \quad (2.49)$$

Afin de pouvoir donner une approche simple de ce problème, nous allons prendre une approximation supplémentaire : la tension appliquée ne sera considérée que comme une perturbation. Ceci implique que l'on doit être proche de l'équilibre (donc proche d'une tension de polarisation nulle). Cette hypothèse interdit donc l'utilisation de ce modèle pour de forts niveaux de polarisation. Mais elle n'est pas gênante, si notre objectif est de modéliser le R_0A de notre structure, qui est donné par la résistance dynamique autour de 0 V. Rappelons aussi que les avantages des QCDs en terme de dispositif sont pressentis autour de 0 V, où le courant d'obscurité est faible.

Cette approximation permet entre autres de considérer que les taux de transitions élémentaires S_{ij}^a et S_{ji}^e sont indépendants du (faible) potentiel appliqué. En effet, les expressions de ces coefficients, données par l'équation 2.1 page 42, montrent qu'ils ne dépendent que des éléments de matrice I^{ij} . Or, si la tension appliquée n'est qu'une perturbation, nous ferons l'hypothèse que ces éléments de matrice ne sont pas modifiés. Le courant n'est alors dû qu'à un déséquilibre des populations entre les cascades A et B (on peut donc le comprendre comme un courant de diffusion) et non à une modification des éléments de matrice. Il en résulte que :

$$\begin{aligned} S_{ij}^a(E, V) &= S_{ij}^a(E, 0) = S_{ij}^a(E) \\ S_{ji}^e(E + \hbar\omega_{LO}, V) &= S_{ji}^e(E + \hbar\omega_{LO}, 0) = S_{ji}^e(E + \hbar\omega_{LO}) \end{aligned}$$

En outre, $S_{ij}^a(E) = S_{ji}^e(E + \hbar\omega_{LO})$ (équation 2.5, page 42). D'où l'expression de J_{ij}^a :

$$J_{ij}^a = -q \int_{E_{min}^a}^{\infty} S_{ij}^a(E) \alpha(E, V) (1 - \gamma(E, V)) dE \quad (2.50)$$

avec :

$$\alpha(E, V) = f_A(E) (1 - f_B(E + \hbar\omega_{LO})) n_{opt} D(E) \quad (2.51)$$

$$\gamma(E, V) = \frac{f_B(E + \hbar\omega_{LO}) (1 - f_A(E)) (1 + n_{opt}) D(E + \hbar\omega_{LO})}{f_A(E) (1 - f_B(E + \hbar\omega_{LO})) n_{opt} D(E)} \quad (2.52)$$

qui correspond au coefficient γ hors équilibre analogues à celui que nous avons déjà rencontré dans l'étude de l'équilibre (cf équations 2.36 et 2.37, page 50).

Etude du coefficient α

Rappelons que le transport inter-cascade est dominé par des transitions $E_i \rightarrow E_j$ assez éloignées en énergie. En effet, comme nous l'avons déjà remarqué auparavant, les transitions $E_2^A \rightarrow E_1^B$ ou $E_3^A \rightarrow E_1^B$, par exemple, sont faibles car les fonctions d'onde n'ont aucun recouvrement. Cela nous autorisera à considérer que $E - E_F \gg kT$ pour les électrons qui interviennent dans le transport, et alors d'effectuer une approximation de type Maxwell-Boltzman (n'oublions pas que E_F est proche de E_1). En effet, les électrons qui empruntent le chemin $E_6^A \rightarrow E_1^B$ par exemple (rappelons que pour l'échantillon T303 : $E_6 - E_1 \approx 120 \text{ meV}$, avec $E_1 = 51 \text{ meV}$) ont une énergie de départ sur E_1 au moins égale à $E_6 - \hbar\omega_{LO} \approx 140 \text{ meV}$, donc au dessus de $E_F \approx 60 \text{ meV}$ ($kT \approx 8 \text{ meV}$ à 100 K). La figure 2.11 montre un exemple de situation à l'équilibre (figure de gauche) et sous champ

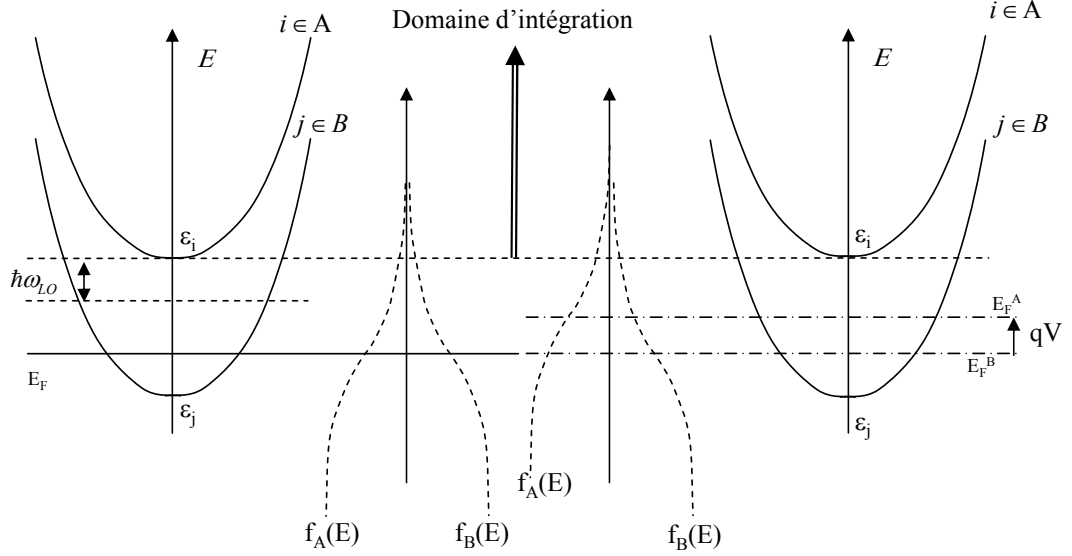


FIG. 2.11 – Facteurs d’occupation des sous-bandes i et j , à l’équilibre (figure de gauche) et sous champ (figure de droite), dans les cas où $\epsilon_i - \epsilon_j > \hbar\omega_{LO}$.

(figure de droite), ainsi que les allures des fonctions d’occupation de Fermi-Dirac associées à chaque sous-bande. Ces figures nous permettent d’avoir une approche qualitative du problème.

Remarquons tout d’abord que le domaine d’intégration ne varie pas entre la situation à l’équilibre et la situation sous champ : il est lié au bas de la sous-bande i (et vaut précisément $E_{min}^a = \epsilon_i$). Nous avons déjà établi que nous pouvons faire raisonnablement l’approximation que le courant est dominé par des taux de transitions où i est grand et j est faible. Les barycentres des fonctions d’onde correspondantes étant proches spatialement (nous n’avons expérimentalement jamais observé d’effet Stark dans les photocourants), nous avons donc laissé ϵ_i et ϵ_j à la même distance. Un modèle plus raffiné devra dans le futur prendre en compte ces effets.

Le facteur d’occupation de la sous-bande j ne varie pas entre les deux situations (la position du quasi-niveau de Fermi E_F^B , pris comme référence, reste constante) : on aura alors, pour une transition donnée, la même occupation des états d’arrivée dans la sous-bande j . En revanche, les figures font apparaître une différence concernant le facteur d’occupation de la sous-bande i : la translation (ici vers le haut) d’un facteur qV du quasi-niveau de Fermi E_F^A (par rapport à E_F^B) modifie la densité d’électrons à prendre en compte dans le domaine d’intégration. Le facteur d’occupation augmente dans l’exemple où $V > 0$, favorisant le transfert des électrons de la sous-bande i vers la sous-bande j , et diminue dans le cas où $V < 0$.

Nous allons donner une approche plus quantitative. Nous nous référençons par rapport au quasi-niveau de Fermi $E_F^B = E_F$ (qui correspond alors au niveau de Fermi de l’équilibre). Le terme $(1 - f_B(E + \hbar\omega_{LO}))$ correspond donc au terme de l’équilibre :

$$1 - f_B(E + \hbar\omega_{LO}) = 1 - f(E + \hbar\omega_{LO}) \quad (2.53)$$

Le terme f_A quant à lui doit changer :

$$f_A(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F^A}{kT}\right)} \quad (2.54)$$

$$= \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F - qV}{kT}\right)} \quad (2.55)$$

Pour des tensions appliquées suffisamment faibles, telles que l'hypothèse $E - E_F - qV \gg kT$ reste valable, l'argument de l'exponentielle est important, de sorte que le facteur 1 puisse être négligé devant cette exponentielle. On peut alors approximer cette fonction d'occupation :

$$f_A(E) \approx \exp\left(-\frac{E - E_F - qV}{kT}\right) \quad (2.56)$$

$$\approx \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.57)$$

$$\approx f(E) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.58)$$

Sous cette approximation de Maxwell-Boltzmann (qui est justifiée aussi bien à l'équilibre que hors équilibre) on trouve que le facteur d'occupation de la sous-bande i sous tension V est modifié par un simple facteur $\exp(qV/kT)$ par rapport à la situation d'équilibre (pour laquelle le facteur d'occupation pouvait également être décrit pour de telles transitions par l'approximation de Maxwell-Boltzmann, en raison de l'écart important d'énergie).

Ceci rappelle la répartition des porteurs minoritaires de part et d'autre de la zone de charge d'espace d'une jonction PN, donnée par la valeur de l'équilibre multipliée par le même facteur $\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$. Ceci rappelle également le même facteur $\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$ qui exprime l'augmentation du nombre de porteurs dans la partie semiconductrice d'une diode Schottky.

La situation est en effet analogue dans notre description du QCD. L'accroissement des porteurs sur la sous-bande i va permettre l'apparition d'un courant, tout comme la modification de la densité de porteurs dans la zone de charge d'espace d'une diode Schottky. Ainsi, le coefficient α s'écrit, puisque les facteurs n_{opt} et $D(E)$ sont indépendants de la tension appliquée (ce sont des constantes) :

$$\alpha(E, V) = \alpha(E, 0) \times \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.59)$$

Rappelons que cette expression n'est valable que pour des transitions suffisamment séparées en énergie (ie $E - E_F \gg kT$), et pour des tensions appliquées ne perturbant pas cette condition ($E - E_F - qV \gg kT$). Le modèle présent est donc valable a priori uniquement proche de l'équilibre. Pour une tension appliquée faible, typiquement de 0.1 V, la tension réellement appliquée sur une période est de 2.5 mV, ce qui n'est pas contraignant vis à vis des ordres de grandeurs de $E - E_F$ (typ. 80 meV pour le niveau E_6) et de kT (typ. 8 meV à 100 K). Ceci est d'autant plus vrai que la tension appliquée est faible et que la température est basse. On peut donc s'attendre à ce que notre modèle devienne inexact pour de fortes tensions et à haute température.

Etude du coefficient γ

Il reste donc à évaluer le coefficient $\gamma(E, V)$. Comme lors de l'étude de l'équilibre, nous allons séparer le coefficient γ en 3 et calculer ces 3 facteurs :

$$\frac{f_B(E + \hbar\omega_{LO})(1 - f_A(E))}{f_A(E)(1 - f_B(E + \hbar\omega_{LO}))} = \frac{1 + \exp\left(\frac{E - E_F^A}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E + \hbar\omega_{LO} - E_F^B}{kT}\right)} \frac{1 - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F^A}{kT}\right)}}{1 - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E + \hbar\omega_{LO} - E_F^B}{kT}\right)}} \quad (2.60)$$

$$= \frac{1 + \exp\left(\frac{E - E_F^A}{kT}\right) - 1}{1 + \exp\left(\frac{E + \hbar\omega_{LO} - E_F^B}{kT}\right) - 1} \quad (2.61)$$

$$= \frac{\exp\left(\frac{E - E_F^A}{kT}\right)}{\exp\left(\frac{E + \hbar\omega_{LO} - E_F^B}{kT}\right)} \quad (2.62)$$

$$= \exp\left(\frac{E_F^B - E_F^A - \hbar\omega_{LO}}{kT}\right) \quad (2.63)$$

$$\frac{1 + n_{opt}}{n_{opt}} = \frac{1}{n_{opt}} + 1 \quad (2.64)$$

$$= \exp\left(\frac{\hbar\omega_{LO}}{kT}\right) \quad (2.65)$$

Enfin, les densités d'états d'énergie sont constantes : $D(E + \hbar\omega_{LO})/D(E) = 1$. Ces dernières équations permettent de simplifier le coefficient $\gamma(E, V)$:

$$\gamma(E, V) = \exp\left(\frac{E_F^B - E_F^A}{kT}\right) \quad (2.66)$$

Par hypothèse, la différence $E_F^B - E_F^A$ correspond à la chute de potentiel $-qV$. On en déduit donc que :

$$\gamma(E, V) = \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.67)$$

Expression de la densité de courant

Le terme J_{ij}^a s'écrit donc pour les transitions dominantes, en rajoutant un exposant a au terme α pour bien rappeler qu'il s'agit d'un terme relatif à de l'absorption :

$$J_{ij}^a = -q \int_{E_{min}^a}^{\infty} S_{ij}^a(E) \alpha^a(E, 0) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \left(1 - \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right)\right) dE \quad (2.68)$$

$$= -q \int_{E_{min}^a}^{\infty} S_{ij}^a(E) \alpha^a(E, 0) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) dE \quad (2.69)$$

Un calcul analogue, aboutirait au résultat suivant pour le terme J_{ij}^e , en précisant au moyen d'un exposant e pour le terme α qu'il s'agit d'une émission de phonon :

$$J_{ij}^e = -q \int_{E_{min}^e} S_{ij}^e(E) \alpha^e(E, 0) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) dE \quad (2.70)$$

La densité de courant peut s'écrire selon l'expression suivante :

$$J = -q \sum_{\substack{i \in A \\ j \in B}} \int \underbrace{\left(S_{ij}^a(E) \alpha^a(E, 0) + S_{ij}^e(E) \alpha^e(E, 0) \right)}_{=G_{ij}(E, V=0)} dE \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.71)$$

D'où :

$$J = -q \underbrace{\sum_{\substack{i \in A \\ j \in B}} G_{ij}(V=0)}_{J_s} \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.72)$$

Expression qui se réduit à :

$$J = J_s \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.73)$$

On retrouve dans cette expression la caractéristique courant-tension d'une diode. Il n'est pas surprenant de retrouver une telle loi de variation, dans la mesure où l'introduction des quasi-niveaux de Fermi est un formalisme emprunté à la jonction PN, comme nous l'avons vu précédemment. Ce qui est remarquable dans ce modèle extrêmement simple est l'aboutissement à l'expression 2.72, où la caractéristique $I(V)$ est modélisée à partir des coefficients G_{ij} à l'équilibre. Cela simplifie énormément le calcul, en offrant la forme de la caractéristique $I(V)$ sans calculer les fonctions d'onde électroniques sous tension par exemple.

Résultats

La figure 2.12 donne un exemple de caractéristique courant-tension expérimentale et simulée à $T = 90.9 K$, pour le QCD présenté précédemment. Nous avons utilisé l'équation 2.73, avec un coefficient (correspondant à la simulation avec un dopage de $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) :

$$J_s/q = \sum_{\substack{i \in A \\ j \in B}} G_{ij} = 4.59 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

On constate que la simulation est bien en accord avec l'expérience aux alentours de $0 V$. En revanche, les deux courbes s'éloignent lorsque V augmente. L'approximation faite au niveau de la perturbation en tension commence à ne plus être valable pour quelques centaines de mV à $T = 100 K$, comme nous l'avons prévu. Rappelons ici que le dopage

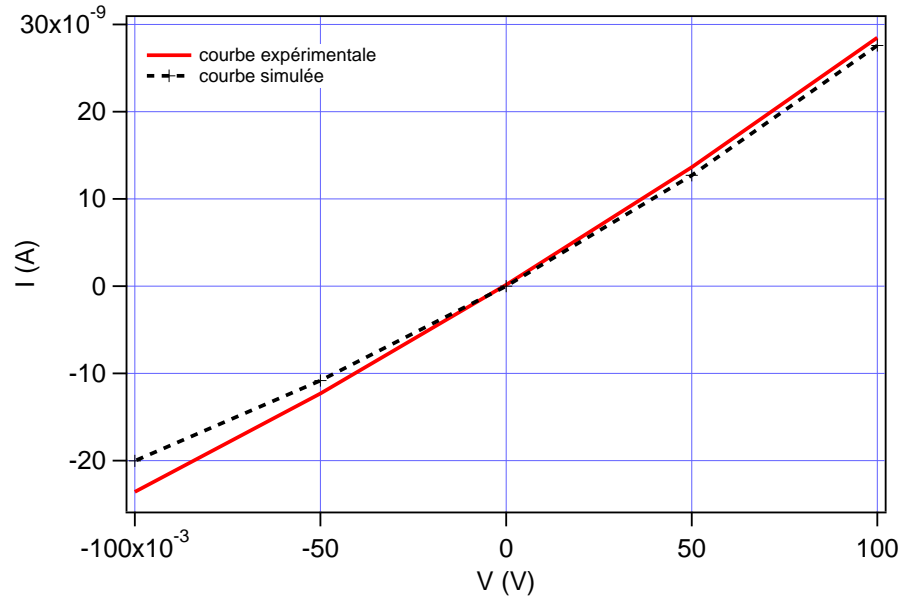


FIG. 2.12 – Caractéristiques courant-tension expérimentale et simulée, à $T = 90.9 K$.

est le seul paramètre éventuellement ajustable, et qu'il a été choisi égal à $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ alors que la valeur nominale était de $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ dans cet exemple. Cette valeur de $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ résulte en fait d'un ajustement des mesures d'absorption. L'accord entre les deux courbes entre $[-50 \text{ mV}, +50 \text{ mV}]$ est remarquable.

Bilan

Résumons le mécanisme de transport électronique dans la structure QCD. Quand une tension faible est appliquée, la perturbation suivante est appliquée à la structure :

- le potentiel quantique n'est quasiment pas modifié, ainsi que les fonctions d'onde et donc les éléments de matrice et les probabilités de transitions entre états $S_{ij}(E)$
- la différence d'énergie entre le niveau de Fermi de la cascade A et le niveau de Fermi de la cascade B est modifiée de la quantité qV . Les facteurs d'occupation relatifs sont donc modifiés. Les électrons sur les niveaux i de la cascade A , dont le niveau de Fermi a monté d'une énergie qV , sont plus nombreux, le taux de transition $(G_{ij})_{i \in A, j \in B}$ augmentant donc et devenant plus grand que le taux G_{ji} .

Ceci explique le déséquilibre thermodynamique et l'apparition d'un courant :

$$J = -q \sum_{i \in A, j \in B} (G_{ij} - G_{ji})$$

C'est le facteur d'occupation $f_A(E)$ dans l'intégrale du coefficient G_{ij} , devenu plus grand à cause de la montée du quasi-niveau de Fermi de la cascade A , qui est responsable de cette augmentation du G_{ij} .

2.2.3 Expression approchée du courant et déduction du R_0A .

La relation 2.73 permet d'en déduire la résistance dynamique de notre QCD autour de 0 V (ou plus exactement le R_0A , puisque cette expression fait intervenir la densité de courant et non le courant total) :

$$R_0A = \frac{kT}{qJ_s} = \frac{U_T}{J_s} \quad (2.74)$$

qui correspond bien à la résistance dynamique classique d'une diode. En explicitant le terme J_s on obtient alors :

$$\boxed{R_0A = \frac{kT}{q^2 \sum_{\substack{i \in A \\ j \in B}} G_{ij}}} \quad (2.75)$$

où le taux de transition G_{ij} est le taux de transition calculé à l'équilibre (à $V=0$). Nous avons encadré ce résultat car c'est l'expression la plus importante de ce travail. Elle exprime la résistance à 0 V très simplement, en fonction des taux de transition à l'équilibre.

2.2.4 Relation d'Einstein

La résistivité, donnée par le produit de la résistance dynamique R_0 par la surface de l'échantillon A , est donnée par la relation $R_0A = L/\sigma$ où L est la longueur de l'échantillon et σ la conductivité. Si μ désigne la mobilité des porteurs et $n = n_{2D}/L$ la densité des porteurs :

$$R_0A = \frac{L^2}{qn_{2D}\mu} \quad (2.76)$$

En égalisant cette expression avec l'expression 1 que nous venons de trouver, on obtient :

$$\frac{kT}{q^2 \sum_{\substack{i \in A \\ j \in B}} G_{ij}} = \frac{L^2}{qn_{2D}\mu} \quad (2.77)$$

ce qui se met aussi sous la forme :

$$\mu \frac{kT}{q} = \frac{L^2}{n_{2D}} \sum_{\substack{i \in A \\ j \in B}} G_{ij} \quad (2.78)$$

Cette expression est analogue à une relation d'Einstein [37] à condition de poser :

$$D^* = \frac{L^2 \sum_{i \in A, j \in B} G_{ij}}{n_{2D}} \quad (2.79)$$

où D^* est un coefficient de diffusion. Cette expression exprime en effet de manière très générale la diffusion moyenne d'une population de porteurs n_{2D} à travers différents canaux G_{ij} qui s'ajoutent comme autant de chemins parallèles.

D'une façon plus générique, un coefficient de diffusion s'exprime simplement à l'aide de la longueur de diffusion L_d et de la durée de vie τ des porteurs [3, 36] :

$$D^* = \frac{L_d^2}{\tau} \quad (2.80)$$

On peut en effet considérer que l'épaisseur de la cascade L est parcourue en un temps τ qui est le temps moyen passé par un électron en transit dans une cascade. Ce temps va être défini de manière analogue à notre définition d'un temps de vie sur une sous-bande (cf équation 2.42, page 51), par l'équation :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\sum_{i \in A, j \in B} G_{ij}}{n_{2D}} \quad (2.81)$$

τ représente bien la durée de vie moyenne des porteurs dans la cascade (puisque tous les paramètres de la cascade rentrent en jeu, à la différence de l'équation 2.41 dans laquelle seuls les paramètres d'une sous-bande sont présents).

Ainsi, la résistance d'un QCD, qui est initialement un phénomène de conduction, peut être interprétée comme un phénomène de diffusion, en considérant le coefficient de diffusion de l'équation 2.79. Selon cette interprétation, les électrons diffusent en un temps τ sur une longueur moyenne qui correspond à la longueur d'une cascade, c'est à dire une période, ce qui est bien cohérent avec notre vision d'un transport par saut d'une cascade à l'autre.

Le fait que ce transport électronique permette d'aboutir à une mobilité reliée à ce coefficient de diffusion par une relation d'Einstein ne nous surprend pas. En effet, les processus de transport élémentaires que nous avons considérés pour décrire les transferts électroniques d'une cascade à l'autre sont des processus de diffusion d'un état à un autre à l'aide d'un hamiltonien consacré (ici : le hamiltonien électron/phonon optique).

Les expressions précédentes permettent d'exprimer différemment le courant de saturation, définit dans l'équation 2.72 page 68 :

$$J_s = q \sum_{i \in A, j \in B} G_{ij} \quad (2.82)$$

$$= q \frac{n_{2D} D^*}{L^2} \quad (2.83)$$

$$= q \frac{n D^*}{L} \quad (2.84)$$

On retrouve bien l'expression du courant de saturation d'une diode, pour laquelle la paramètre L correspond, soit à la longueur de diffusion des porteurs dans le cas d'une jonction longue, soit à la longueur totale de la zone quasi-neutre dans le cas d'une jonction courte. n correspond bien à la densité de porteurs à l'équilibre concernés par la diffusion.

2.3 Comparaison avec des résultats expérimentaux

Nous allons présenter dans cette section les résultats de la simulation concernant l'échantillon T303 La figure 3.11 présente l'évolution du $R_0 A$ en fonction de $1000/T$,

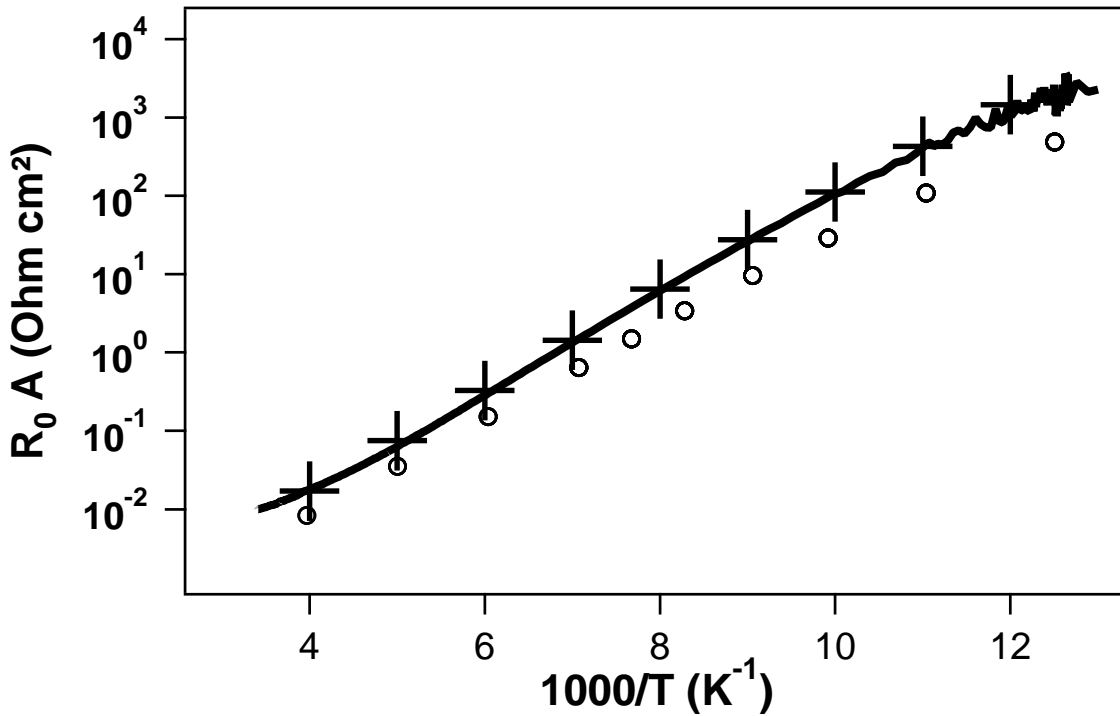


FIG. 2.13 – Evolution du R_0A en fonction de $1000/T$. La courbe en trait plein correspond à une courbe expérimentale ; les ronds correspondent à la simulation avec le dopage nominal ($N_d = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) ; les croix correspondent à une simulation avec un dopage plus faible $N_d = 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ correspondant à la mesure d'absorption.

où T est la température de l'échantillon. La courbe en traits pleins correspond à des mesures réalisées dans un cryostat aveugle sur un pixel de $100 \mu\text{m}$ de côté. Les cercles correspondent aux résultats de la simulation (en utilisant l'équation 1) avec les paramètres nominaux suivants :

$$\text{Dopage} : N_d = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$$

$$\text{Pourcentage d'Aluminium} : 34 \%$$

Les croix correspondent à une simulation pour laquelle on a diminué le dopage : $N_d = 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Les deux simulations montrent que l'énergie d'activation est analogue à celle de l'expérience : les pentes sont identiques à la pente de la courbe expérimentale. Les transitions majeures sont donc correctement modélisées.

En outre, la courbe ayant un dopage plus faible modélise parfaitement le dispositif. Cette valeur plus faible du dopage est en accord avec les mesures d'absorption réalisées sur cet échantillon. On peut en effet extraire le dopage effectif de la mesure du coefficient d'absorption montrée en figure 3.4 (page 82).

Cette simulation a été effectuée sur un domaine restreint (de 77 K à 250 K). Certains problèmes liés au modèle peuvent apparaître en dehors de ce domaine d'utilisation :

- à haute température, les transferts inter-cascades étant de plus en plus efficace vont finir par ne plus être inférieurs aux transferts intra-cascades. L'approximation d'un unique quasi niveau de Fermi par cascade ne sera alors plus justifiable.
- à basse température, la description des transferts électroniques par la seule interaction électron-phonon n'est peut-être plus justifiée, certaines autres interactions devenant probablement tout aussi efficaces.

L'étude de ces limitations, et les corrections associées, feront l'objet de la thèse d'Aurore Gomez.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre un modèle concernant le transport électronique, permettant de simuler la résistivité des structures à puits quantiques proches de l'équilibre thermodynamique. Ce modèle aboutit à une formule simple de la résistivité et fournit des résultats en accord avec les mesures expérimentales. Rappelons que ce modèle ne tient compte que de la structure des QCD et n'a, comme paramètre ajustable, que le dopage. Les écarts (en particulier de dopage) entre la structure visée et la structure réelle peuvent d'ailleurs expliquer les différences entre les résultats du modèle et les résultats expérimentaux.

Mais ce modèle est, à l'heure actuelle, limité en tension et en température :

- les variations de tension doivent être suffisamment faibles afin de ne pas perturber les éléments de matrices.
- à basse température, ce modèle risque d'être inexact, car nous n'avons pas pris en compte les autres interactions que celle entre les électrons et les phonons optiques.
- l'association d'un seul quasi-niveau de Fermi à une cascade est une approximation dont il faudrait étudier la validité à haute température.

Ce modèle est le premier qui parvienne à décrire le courant dans un QCD. Le grand mérite de ce modèle est sa grande simplicité et son efficacité à décrire les résultats expérimentaux. Il ne nécessite pas de calculs de fonctions d'onde sous champ, aboutit à une formulation analytique très simple du courant, dépendant seulement des coefficients de diffusion à 0 V. Il offre aussi une première vision qualitative simple du transport. En outre, en ajoutant des taux de transitions dus à une interaction électron/photon, il pourrait être utilisé pour modéliser la réponse d'un QCD. L'enjeu est important, car une utilisation systématique d'un tel modèle lors de l'étape de design pourrait permettre une optimisation des structures en terme de résistivité et de réponse, avant tout processus de croissance. Ce serait la première fois que l'on pourrait prédire les performances d'un détecteur infrarouge dès le design. En effet, habituellement, les détecteurs infrarouges ont leurs performances dominées par des paramètres difficiles à prévoir comme :

- la densité de défauts de type Schokley Read Hall par exemple dans les détecteurs MCT,
- la probabilité de capture dépendant du champ dans les QWIP.

Ainsi, le QCD, qui semble compliqué quand on regarde son dessin, avec ses fonctions enveloppes couplées, est en réalité le plus simple des détecteurs, en raison des états 2D qui sont empruntés par les électrons et de la grande fidélité du modèle de la fonction enveloppe.

Chapitre 3

Etude d'un détecteur en bande II.

Introduction

Les QCD de la précédente génération [16] ont des longueurs d'onde de détection aux alentours de $8 \mu m$, dans la bande III. L'objectif du QCD que nous allons présenter dans ce chapitre, est de montrer la faisabilité d'une telle structure photovoltaïque à puits quantique dans la bande II, et de vérifier le comportement d'un tel détecteur. Nous avons initialement visé la longueur d'onde de $5 \mu m$, afin de profiter de la transmission atmosphérique non nulle vers la fin de la bande II (cf figure 3.1). Le design le plus satisfaisant (en terme de compromis de recouvrement des fonctions d'onde vis à vis des courants de fuite et de la photodétection) a abouti à une structure analogue à celle de la bande III [18]. Cette structure s'est cependant révélée décalée légèrement au dessus de la bande II, comme nous le verrons plus loin. Un tel détecteur sera, certes inexploitable en détection atmosphérique, mais pourra néanmoins être utile à la détection de gaz entre $5.6 \mu m$ et $6 \mu m$, comme par exemple pour le NO , NO_2 ou encore N_2O . Enfin, on peut aisément imaginer la réalisation d'un nouveau design très proche, dont la réponse serait dans la fenêtre atmosphérique utile.

Signalons qu'un détecteur QCD analogue a été réalisé par un laboratoire à Neufchatel pendant le même temps [19]. Ce QCD, réalisé sur InP, a été présenté au chapitre 1, dans le paragraphe 1.4.4, page 29.

Nous présenterons dans un premier temps la structure de notre échantillon (constitution des puits et des barrières, niveaux d'énergie, fonctions d'onde). Dans une seconde partie, nous caractériserons le détecteur en termes de spectre d'absorption, de réponse spectrale, de résistivité, de bruit et de détectivité. Enfin, nous appliquerons le modèle développé au chapitre précédent à cette structure, pour laquelle nous verrons l'influence de quelques paramètres de croissance.

3.1 Présentation de la structure

Pour réaliser un détecteur en bande II, nous avons adopté une démarche analogue à celle employée pour la réalisation de la dernière génération de QCD en bande III. En effet, une amélioration des QCDs en bande III avait permis d'augmenter la détectivité

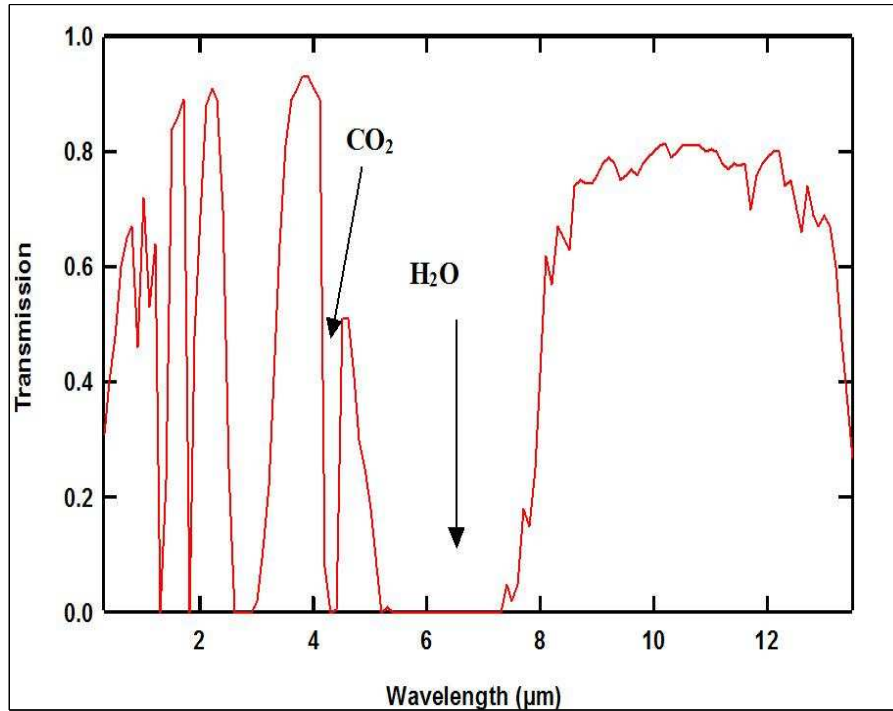


FIG. 3.1 – Transmission de l'atmosphère. Dans l'Infrarouge moyen, on identifie traditionnellement deux bandes de transmission atmosphériques : la bande II, entre 3 et 5 μm , et la bande III, entre 8 et 12 μm .

de plusieurs ordres de grandeur entre la toute première réalisation [17] et une seconde structure [18], en portant l'attention sur les points suivants :

- obtenir un unique pic d'absorption au niveau du puits principal aux alentours de 5 μm . Il faut donc essayer de concentrer les fonctions d'onde correspondant aux niveaux d'énergie élevés autour d'une seule énergie, et minimiser les recouvrements entre les fonctions d'onde associées aux niveaux d'énergie intermédiaires et la fonction d'onde associée au premier niveau.
- éviter les courants de fuite dus aux transitions électroniques entre la première sous-bande d'énergie et les sous-bandes intermédiaires (ce qui doit être réalisé si la condition précédente est satisfaite).
- écarter les deux premiers niveaux d'énergie afin que ce second niveau ait peu de porteurs. Ceci devrait permettre de limiter le pic d'absorption dû aux transitions entre le second niveau d'énergie et les niveaux d'énergie élevés proches du continuum.

Le tableau 3.1 donne les épaisseurs des puits et des barrières d'une période de l'échantillon demandé, aboutissant à un design satisfaisant les conditions précédentes. Les puits sont réalisés en $GaAs$ et les barrières en $Al_{0.44}Ga_{0.56}As$ (pourcentage d'Al visé : 44 %). Les premiers puits de chaque période sont dopés au Silicium (un tiers du puits est dopé), le dopage demandé étant égal à $N_d = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. La figure 3.2 montre l'évolution du bas de la bande de conduction et les fonctions d'onde associées à leur niveau d'énergie, pour une période. La simulation a été réalisée en prenant les paramètres du tableau 3.1, à l'aide

Nature du semiconducteur	Epaisseur (Å)	Epaisseur (en monocouche atomique)
<i>GaAs</i>	48	$8 \frac{1}{2}$
<i>Al_{0.44}Ga_{0.56}As</i>	53.67	$9 \frac{1}{2}$
<i>GaAs</i>	11.3	2
<i>Al_{0.44}Ga_{0.56}As</i>	42.4	$7 \frac{1}{2}$
<i>GaAs</i>	14.1	$2 \frac{1}{2}$
<i>Al_{0.44}Ga_{0.56}As</i>	31.1	$5 \frac{1}{2}$
<i>GaAs</i>	16.95	3
<i>Al_{0.44}Ga_{0.56}As</i>	39.55	7
<i>GaAs</i>	19.7	$3 \frac{1}{2}$
<i>Al_{0.44}Ga_{0.56}As</i>	36.72	$6 \frac{1}{2}$
<i>GaAs</i>	22.6	4
<i>Al_{0.44}Ga_{0.56}As</i>	36.72	$6 \frac{1}{2}$
<i>GaAs</i>	25.4	$4 \frac{1}{2}$
<i>Al_{0.44}Ga_{0.56}As</i>	36.72	$6 \frac{1}{2}$
<i>GaAs</i>	28.2	5
<i>Al_{0.44}Ga_{0.56}As</i>	50.8	9

TAB. 3.1 – Tableau des épaisseurs (souhaitées) des puits et des barrières d'une période du QCD.

Nature de la couche	Composé	Epaisseur
Contact & réseaux	GaAs, dopé Si : 10^{18} cm^{-3}	$1.5 \mu\text{m}$
1 ^{ère} barrière	<i>Al_{0.44}Ga_{0.56}As</i>	22.6 Å
40 périodes	cf tableau 3.1	
Contact	GaAs, dopé Si : 10^{18} cm^{-3}	$1 \mu\text{m}$
Buffer	GaAs	300 nm
Substrat	GaAs	$650 \mu\text{m}$

TAB. 3.2 – Structure complète de l'échantillon.

d'une simple résolution de l'équation de Schrödinger, dans le cadre de l'approximation de la fonction enveloppe et en considérant les sous-bandes d'énergie paraboliques. Pour de tels pourcentages d'Aluminium (44%), l'approximation de la parabolicité des bandes de conduction est sans doute un problème, davantage que dans les QWIPs ou dans les QCDs précédents, où les pourcentages d'Aluminium sont plus faibles. L'inclusion de la non-parabolicité dans les calculs constitue une amélioration à prévoir pour le modèle, si les QCDs à fort pourcentage d'Aluminium continuent d'être investigués.

La discontinuité de la bande de conduction vaut 355 meV , et la masse effective du GaAs a été prise égale à 0.067. Le tableau 3.3 donne les niveaux d'énergie correspondants pour une période.

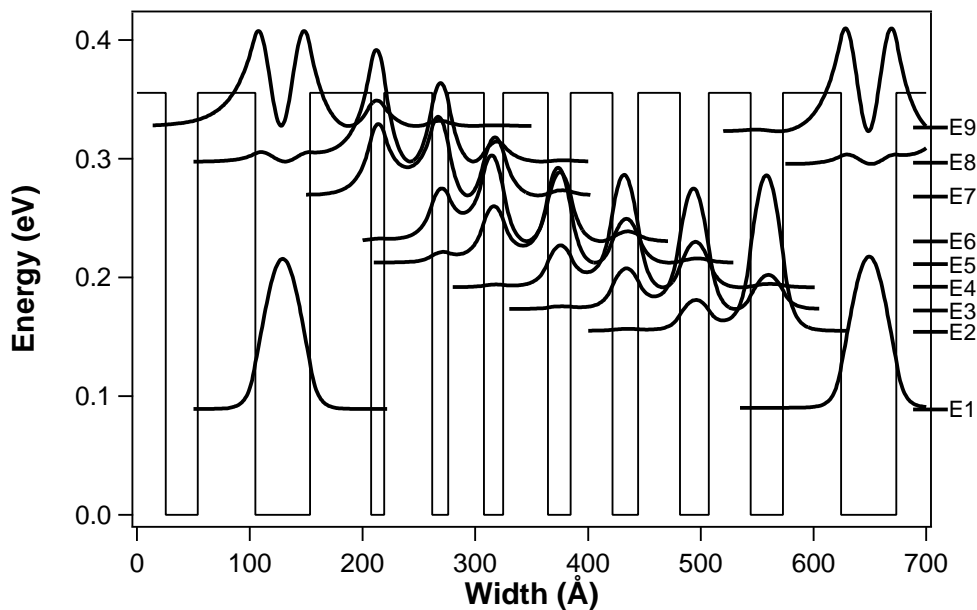


FIG. 3.2 – Evolution du bas de la bande de conduction et des fonctions d'onde en fonction de la profondeur de la structure, pour une période. On a représenté le module au carré des fonctions enveloppes, autour des énergies correspondantes.

Ce motif est répété 40 fois. La tableau 3.2 donne la structure complète de la croissance de l'échantillon, en tenant compte :

- du substrat
- des couches contact (dopées 10^{18} cm^{-3})
- de la couche réseaux. Cette dernière est effectuée lors de l'étape de technologie qui consiste à graver les méssa et à réaliser les réseaux de couplage optique. La longueur d'onde des détecteurs en bande II étant plus faible que celle des détecteurs en bande III, le pas du réseau de couplage optique doit donc être plus faible. Ce pas est typiquement compris entre $1 \mu\text{m}$ et $1.8 \mu\text{m}$, ce qui nécessite une très grande précision, justifiant ainsi l'emploi d'une gravure par EBEAM. Deux tailles de pixels sont disponibles sur ces échantillons : $50 \mu\text{m}$ ou $100 \mu\text{m}$ de côté.

E_1	=	90 meV
E_2	=	157 meV
E_3	=	175 meV
E_4	=	193 meV
E_5	=	214 meV
E_6	=	232 meV
E_7	=	270 meV
E_8	=	300 meV
E_9	=	332 meV

TAB. 3.3 – Niveaux d'énergie (définis par rapport au bas de bande).

3.2 Caractérisation

3.2.1 Mesures DDX

La figure 3.3 montre le spectre obtenu à l'aide de l'étude DDX (Double Diffraction des rayons X). Cette étude permet d'estimer la longueur totale (réelle) des puits, la longueur totale (réelle) des barrières ainsi que le pourcentage effectif d'aluminium. Nous désignerons par la suite par l'adjectif "réel", ce qui se rapporte aux paramètres déduit des mesures DDX. Le tableau 3.4 donne les résultats de cette étude, résultats ramenés à une période.

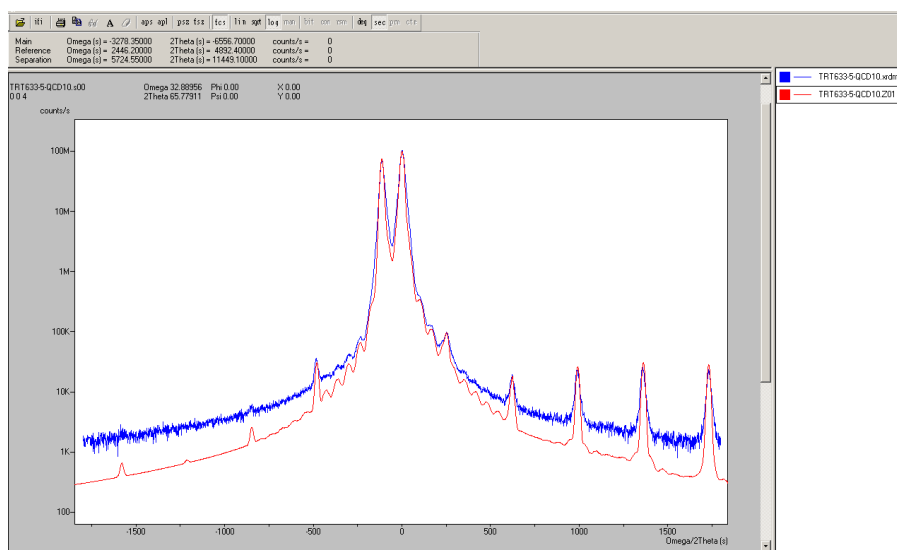


FIG. 3.3 – Spectre DDX.

Le tableau 3.5 donne les épaisseurs réelles des puits et des barrières, en supposant que les variations constatées sont réparties uniformément le long de la structure. Nous avons ensuite simulé les structures en prenant en compte ces paramètres. Les niveaux d'énergie en fonction des variations des paramètres sont répertoriés dans le tableau 3.6. Les allures des fonctions d'onde sont peu modifiées par les variations du dopage et des épaisseurs

	Valeurs nominale	Valeur réelle	variation
Epaisseur totale(puits+barrières)	513.9 Å	514.9 Å	+0.2 %
Epaisseur totale des puits	186.2 Å	180.2 Å	-3.2 %
Epaisseur totale des barrières	327.7 Å	334.7 Å	+2 %
Pourcentage d'aluminium	44 %	46.8 %	+6.4 %

TAB. 3.4 – Variations : de la longueur totale d'une période, des longueurs des puits et des barrières, du pourcentage d'aluminium.

Nature du semiconducteur	Epaisseur nominale(Å)	Epaisseur réelle (Å)
GaAs	48	46.56
AlGaAs	53.67	54.7
GaAs	11.3	10.96
AlGaAs	42.4	43.2
GaAs	14.1	13.7
AlGaAs	31.1	31.7
GaAs	16.95	16.44
AlGaAs	39.55	40.3
GaAs	19.7	19.1
AlGaAs	36.72	37.4
GaAs	22.6	21.9
AlGaAs	36.72	37.4
GaAs	25.4	24.6
AlGaAs	36.72	37.4
GaAs	28.2	27.3
AlGaAs	50.8	51.8

TAB. 3.5 – Tableau des épaisseurs des puits et des barrières d'une période du QCD : épaisseurs nominales et réelles.

des puits et des barrières : nous ne les avons donc pas représentées. Il faut noter que non seulement les épaisseurs des puits et des barrières sont différentes, d'après les mesures DDX, des épaisseurs souhaitées, mais le pourcentage d'Aluminium dans les barrières est également différent (47% au lieu de 44% souhaité).

Niveau d'énergie	Structure nominale	Variation du pourcentage d'Al	Variation des épaisseurs	Structure réelle
% Al	44	47	44	47
Épaisseurs des barrières et des puits	nominales	nominales	variation	variation
E_1	90 meV	92 meV	94 meV	96 meV
E_2	157 meV	162 meV	161 meV	167 meV
E_3	175 meV	181 meV	179 meV	186 meV
E_4	193 meV	200 meV	198 meV	205 meV
E_5	214 meV	222 meV	218 meV	227 meV
E_6	232 meV	241 meV	236 meV	246 meV
E_7	270 meV	282 meV	274 meV	286 meV
E_8	300 meV	311 meV	303 meV	315 meV
E_9	332 meV	342 meV	340 meV	351 meV

TAB. 3.6 – Niveaux d'énergies (définies par rapport au bas de bande) en fonction des paramètres de la structure.

3.2.2 Absorption

La figure 3.4 montre le spectre d'absorption de l'échantillon réalisé. La mesure est réalisée à l'aide d'un FTIR, à température ambiante ($T \approx 300 K$), sous incidence de Brewster (afin d'avoir le meilleur couplage optique) et en configuration multipassage (typiquement 11 passages). Le pic d'absorption est centré sur la longueur d'onde $\lambda = 5.7 \mu m$, de coefficient d'absorption $\alpha = 2.2 \%$. Nous avons calculé les longueurs d'onde correspondants aux transitions du niveau E_1 vers les niveaux E_6 , E_7 , E_8 et E_9 , pour la structure nominale ainsi que pour la structure comportant les variations (de longueur et de pourcentage d'Al). Les résultats sont présentés dans le tableau 3.7. La force d'oscillateur permet de repérer la transition principale, ce qui est bien en accord avec le schéma des fonctions d'onde. En revanche, les longueurs d'onde ne correspondent pas exactement au spectre d'absorption. Les simulations, réalisées avec les paramètres précédemment cités, ne rendent donc pas parfaitement compte de la structure réelle.

Nous avons tenté de simuler les fonctions d'onde en prenant en compte la non-parabolicité des sous-bandes d'énergie dans le GaAs, à l'aide d'un outil de simulation développé pour l'étude des lasers à cascade quantiques. Cet outil nous permet de déterminer, à l'équilibre, les allures des fonctions enveloppes avec une masse effective variable (non-parabolicité).

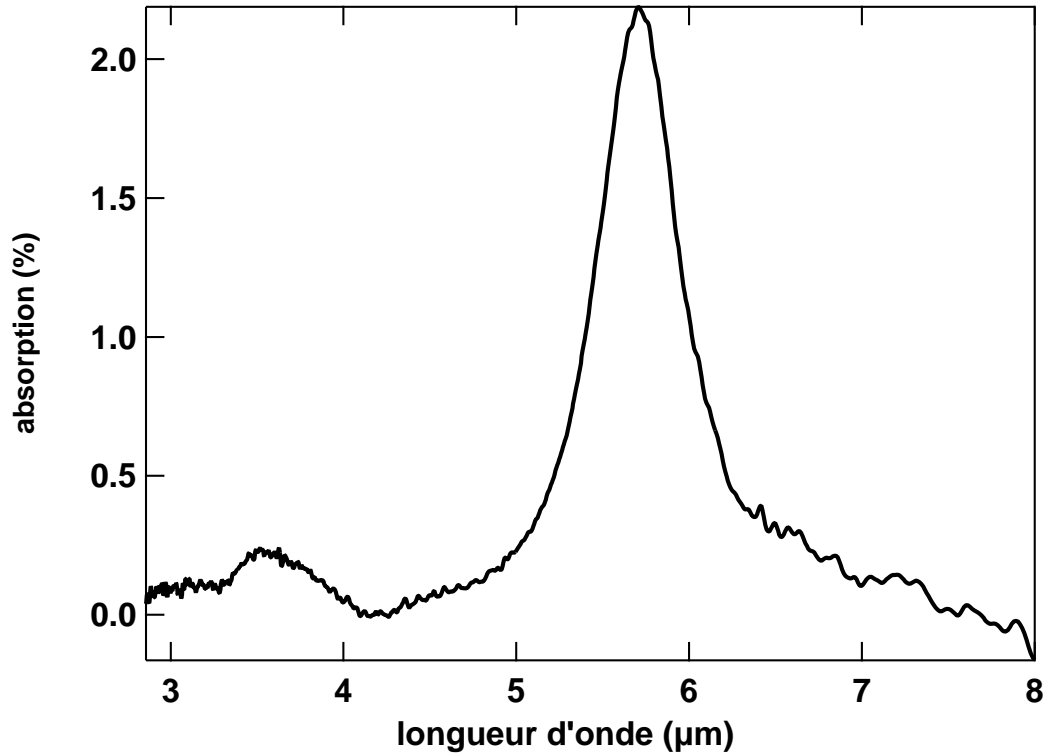


FIG. 3.4 – Spectre d'absorption de l'échantillon en bande II.

Transition	λ , en μm , pour la structure nominale	force d'oscillateur (structure nominale)	λ , en μm , pour la structure modifiée	force d'oscillateur (structure modifiée)
$E_1 \rightarrow E_6$	8.7	10^{-4}	8.27	10^{-5}
$E_1 \rightarrow E_7$	6.88	0.01	6.53	$6 \cdot 10^{-3}$
$E_1 \rightarrow E_8$	5.9	0.09	5.66	0.06
$E_1 \rightarrow E_9$	5.1	0.83	4.86	0.85

TAB. 3.7 – Longueur d'onde et force d'oscillateur correspondants aux principales transitions dans le premier puits de chaque période, pour la structure nominale et en tenant compte des variations.

Les figures 3.5 et 3.6 donnent les résultats de la simulation en ce qui concerne les fonctions d'onde, avec les paramètres suivants :

- pour la figure 3.5 : discontinuité de la bande de conduction : 355 meV et structure nominale.
- pour la figure 3.6 : discontinuité de la bande de conduction : 379 meV ; structure avec les épaisseurs réelles et le pourcentage d'aluminium réel.

On constate que les niveaux d'énergie ont été modifiés, ainsi que les allures des fonctions d'onde (surtout pour les niveaux E_8 et E_9). Les tableaux 3.8 et 3.9 donnent les niveaux d'énergie pour la structure nominale et réelle, les longueurs d'onde et les forces d'oscillateur des transitions précédentes en tenant compte de la non-parabolicité des sous-bandes. Ces tableaux nous permettent de nous rapprocher de la structure réelle. La première remarque concerne la force d'oscillateur : cette dernière se répartit entre les deux dernières transitions, à la différence de la première simulation. Les longueurs d'onde de ces deux transitions correspondent à l'ordre de grandeur de la longueur d'onde au pic : la contribution cumulée des deux principales transitions permettrait de justifier l'existence de ce pic d'absorption.

Les simulations, en tenant compte de la non-parabolicité des sous-bandes, semblent donc donner de meilleurs résultats que celles approximant les sous-bandes par des paraboles. Néanmoins, les outils de simulations présentés au chapitre 2 ne prennent pas en compte à l'heure actuelle ces variations non-paraboliques des sous-bandes. Nous utiliserons par la suite de tels outils en gardant à l'esprit cette imperfection, qui pourrait le cas échéant, expliquer d'éventuelles différences entre la structure réelle et simulée.

A partir du pic d'absorption principal, on peut évaluer le dopage réel de l'échantillon. En effet, il existe une relation entre le coefficient d'absorption par puits quantique α_{PQ} (intégré sur la largeur du pic) et le dopage [38] :

$$\alpha_{PQ} = \frac{N_d}{N_p} \frac{q^2}{2m^* \varepsilon_0 c n} \frac{\sin^2 r}{\cos r} T_2 f_{osc} \quad (3.1)$$

où :

- N_d : est le dopage du puits,
- N_p : le nombre de passage,
- m^* : la masse effective,
- n : l'indice optique du GaAs,
- r : l'angle d'incidence,
- T_2 : le temps de déphasage,
- f_{osc} : la force d'oscillateur de la transition considérée.

En prenant en compte une force d'oscillateur de 85 %, on obtient un dopage réel de $10.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Cette valeur, deux fois plus élevée que celle attendue, est en accord avec les autres échantillons du laboratoire réalisés au cours de la même période.

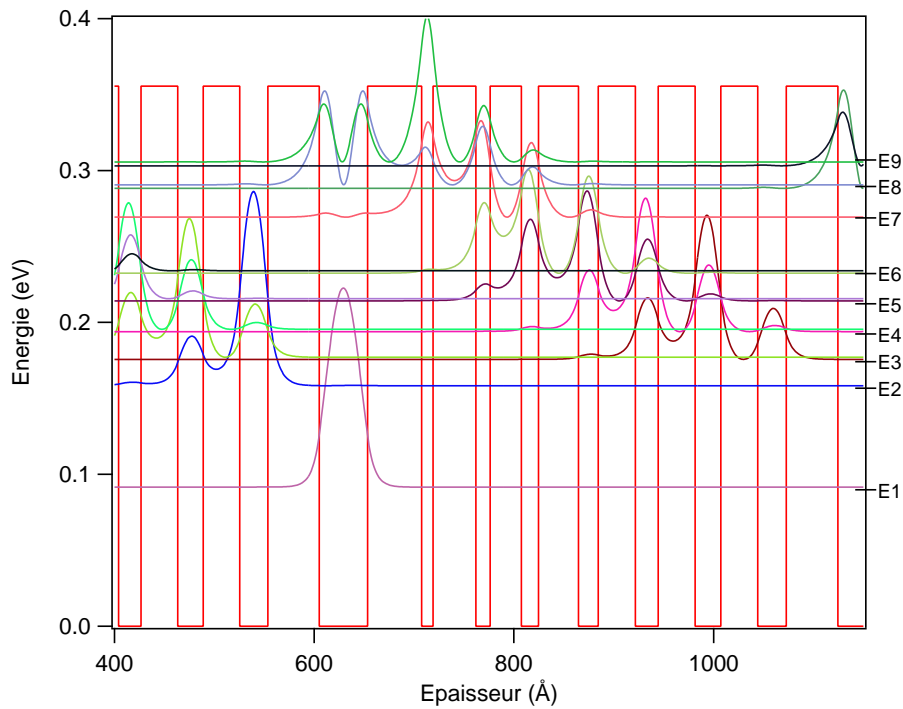


FIG. 3.5 – Allure du bas de la bande de conduction et des fonctions d'onde en tenant de la non-parabolicité des sous-bandes d'énergie, pour la structure nominale.

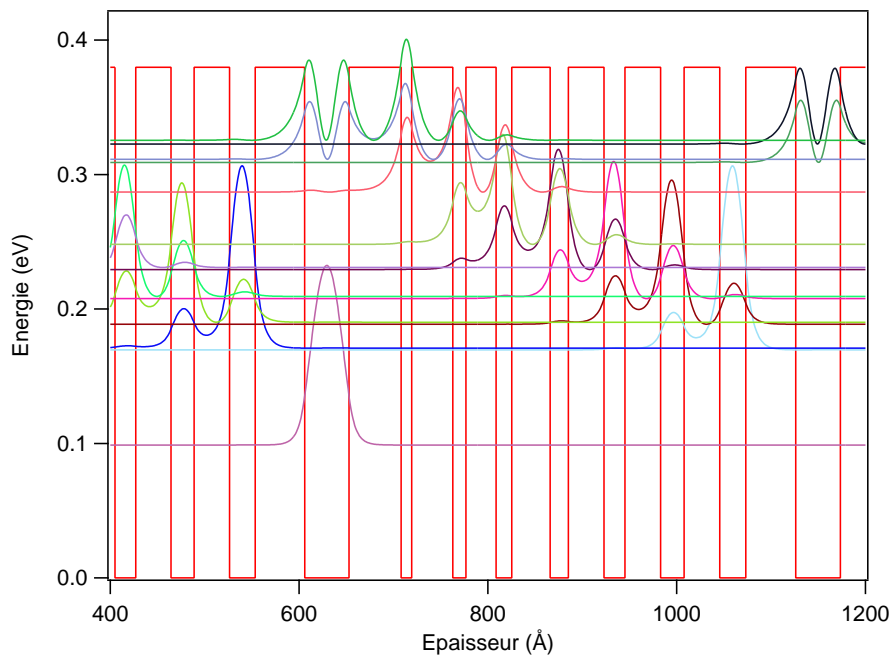


FIG. 3.6 – Allure du bas de la bande de conduction et des fonctions d'onde en tenant de la non-parabolicité des sous-bandes d'énergie, pour la structure réelle comprenant les variations déduites du spectre DDX.

Niveau d'énergie	Valeur en meV (structure nominale)	Valeur meV (structure réelle)
E_1	91	99
E_2	150	169
E_3	175	189
E_4	194	208
E_5	214	229
E_6	232	248
E_7	269	287
E_8	290	311
E_9	305	325

TAB. 3.8 – Tableau des énergies en tenant compte de la non-parabolicité des sous-bandes d'énergie, pour la structure nominale et réelle.

Transition	λ , en μm , pour la structure no- minale	force d'oscilla- teur (structure nominale)	λ , en μm , pour la structure mo- difiée	force d'oscilla- teur (structure modifiée)
$E_1 \rightarrow E_6$	8.79	$4 \cdot 10^{-4}$	8.3	$2 \cdot 10^{-4}$
$E_1 \rightarrow E_7$	6.96	0.04	6.6	0.02
$E_1 \rightarrow E_8$	6.23	0.63	5.85	0.43
$E_1 \rightarrow E_9$	5.8	0.31	5.48	0.5

TAB. 3.9 – Tableau des principales longueurs d'onde associées aux transitions et forces d'oscillateur associées, pour la structure nominale et la structure réelle (approche non parabolique des sous-bandes d'énergie).

3.2.3 Réponse spectrale

Pixel sans réseau

La figure 3.7 présente la réponse spectrale d'un pixel de $100 \mu m$ de côté, sans réseau de couplage optique, à $77 K$. La mesure a été réalisée en plaçant l'échantillon dans un cryostat contrôlé en température, en utilisant le corps noir du FTIR. Les spectres sont calibrés en mesurant le photocourant à l'aide d'un picoampèremètre. Sur cette figure est rappelé le spectre d'absorption de l'échantillon à température ambiante. Les deux courbes

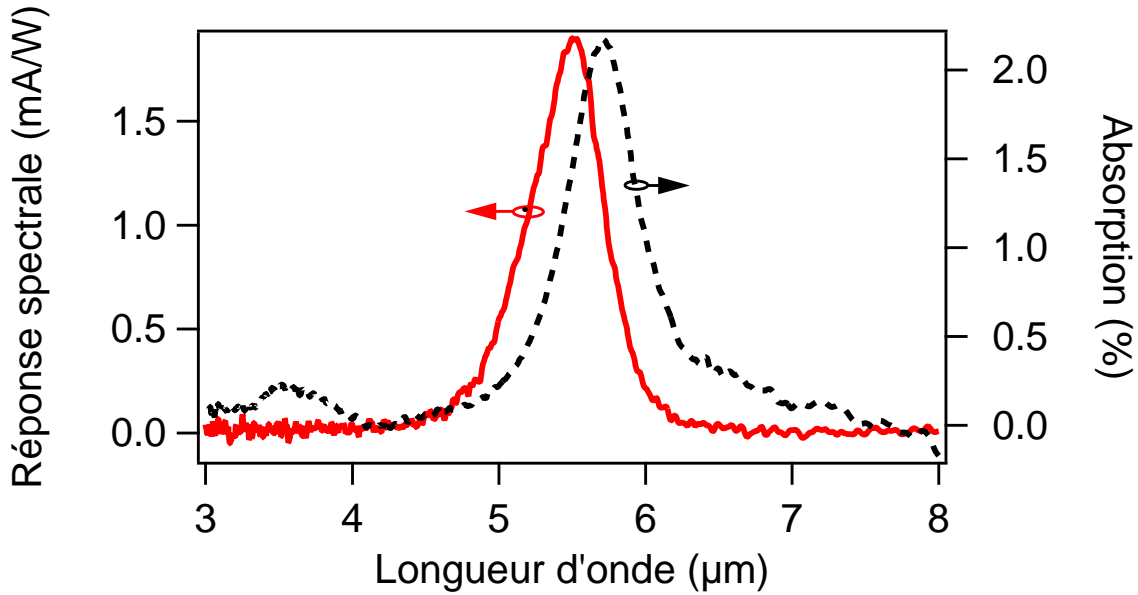


FIG. 3.7 – Spectres de réponse et d'absorption. La courbe (rouge) en traits pleins représente la réponse spectrale d'un pixel de $100 \mu m$ de côté, sans réseau, mesurée à $77 K$. La courbe en pointillés noirs représente le spectre d'absorption à température ambiante.

ont la même allure (même largeur à mi-hauteur, entre autre). Le décalage du maximum est attribué à l'écart de température entre les deux mesures (décalage vers les courtes longueurs d'onde ou effet "blue shift", qui a été décrit en détail dans la référence [39]). La réponse au pic d'un pixel sans réseau de grande taille vaut $R_{SR}(77 K) \approx 2 mA/W$. Dans un photovoltaïque, on peut relier la réponse au pic $R(\lambda)$ à l'efficacité quantique η (qui correspond au rapport du nombre d'électrons circulant dans le circuit externe par le nombre de photons incidents), par la formule suivante [3] :

$$R(\lambda) = \eta \frac{q\lambda}{hc} \quad (3.2)$$

Cette efficacité quantique peut se mettre sous la forme du produit des deux termes suivants [16] :

- d'un gain de photoconduction β qui est le rapport de la quantité d'électrons circulant dans le circuit externe par la quantité totale d'électrons photo-excités. En supposant

que chaque cascade joue le même rôle dans la détection (approche homogène), ce coefficient peut alors s'écrire : $\beta = \beta_0/N$ où N est le nombre de périodes du QCD. β_0 correspond au rapport de la quantité d'électrons circulant dans le circuit externe par la quantité moyenne d'électrons photo-excités par période. Ce rapport quantifie donc l'efficacité de la cascade : si $\beta_0 \rightarrow 1$, chaque électron photo-excité va participer au photocourant en se relaxant vers la période suivante et la cascade sera alors "idéale". Dans le meilleur des cas, il faut donc bien N électrons photo-excités (dans tout le QCD) pour avoir 1 électron dans le circuit de lecture. β_0 peut être décrit comme une efficacité d'extraction d'un électron photo-excité par période.

- du coefficient d'absorption α de la structure globale. Ce coefficient n'a pas d'unité et exprime la probabilité qu'un photon soit absorbé par une transition intra-bande et génère un électron photo-excité. Il inclut par ailleurs un éventuel dispositif de couplage.

On peut donc écrire :

$$\eta = \beta \times \alpha = \frac{\beta_0 \alpha}{N} \quad (3.3)$$

Remarquons que dans notre cas, étant donné que l'on a 40 périodes, on a forcément $\eta \leq 2.5 \% = 1/40$. Il faut préciser que le but n'est pas nécessairement d'obtenir une valeur élevée de η . En effet, η intervient dans la réponse (une forte réponse nécessite un fort rendement quantique externe), mais aussi de manière équivalente dans le bruit : le bruit de scène, par exemple, proportionnel au photocourant, sera également proportionnel à η . Le bruit Johnson, inversement proportionnel à $R_0 A$, sera donc inversement proportionnel au nombre N de périodes en série, et donc proportionnel à η également.

On voit donc que, quand on considère le rapport signal sur bruit, l'importance de η disparaît. Mais ce raisonnement n'est valable que si on ne s'intéresse qu'à un détecteur simple, recevant un faible flux de photons. Dès que l'on passe à un niveau supérieur de l'optimisation, où l'on recherche l'optimisation d'un imageur thermique, il est alors nécessaire de prendre en compte la quantité de photons incidents par rapport à la taille de la capacité d'intégration du circuit de lecture, et aussi le bruit généré par le circuit de lecture. On comprend par exemple, que si η est trop faible, quand le bruit du circuit de lecture vient à dominer sur le bruit du détecteur, la faible réponse devient alors très pénalisante. Ceci sera d'autant plus vrai que le nombre de photons de la scène sera faible (scène "froide", bande II, ...). On comprend donc que dans certains cas, les considérations relatives au rendement quantique reprendront de l'importance.

Pour le pixel sans réseau précédent, on trouve une efficacité quantique η_{SR} de 0.043 %. Cette efficacité quantique est faible, mais il ne faut pas oublier que le pixel considéré est sans réseau de couplage optique. Si on suppose que l'absorption du pixel (sans réseau) à $T = 77 K$ est identique à l'absorption de la structure mesurée à température ambiante juste après la croissance des couches (figure 3.4), on peut alors évaluer le coefficient β_0 . Après calcul, on trouve : $\beta_0 = 0.8$, ce qui correspond à une borne supérieure du coefficient d'extraction. Dans la pratique, il est possible que l'absorption à température ambiante, $\alpha(300 K)$, soit différente de l'absorption à basse température $\alpha(77 K)$. De tels effets ont été caractérisés dans la thèse d'Eric Costard [39]. Pour rendre compte de ce phénomène, on considère que le dopage effectif N_e (c'est à dire la densité de porteurs susceptibles d'être absorbés et mobiles) est différent du dopage réel N_d en fonction de la température :

ce dopage effectif est identique au dopage réel à basse température et plus faible à haute température. Idéalement, il faudrait caractériser l'absorption dans notre QCD en fonction de la température, ce qui n'a pas été fait car le montage multi-passages utilisé n'est pas compatible avec les basses températures. Cependant, si on reprend les écarts de mesures issus des résultats de la thèse d'Eric Costard entre $\alpha(300 K)$ et $\alpha(77 K)$, on peut considérer, à titre d'essai, que : $N_e(77 K) = N_d$ et $N_e(300 K) \approx 0.6 \times N_d$. Il faut alors corriger le coefficient α d'un facteur $1/0.6$. Le coefficient de photoconduction β_0 est donc plus faible : $\beta_0 \approx 0.6 \times 0.8 \approx 0.5$. Cela signifie qu'un électron photo-excité a environ une chance sur deux de se retrouver sur le niveau fondamental (niveau E_1) de la période suivante.

Nous pouvons comparer cette estimation aux mécanismes de transport décrits par le mo-

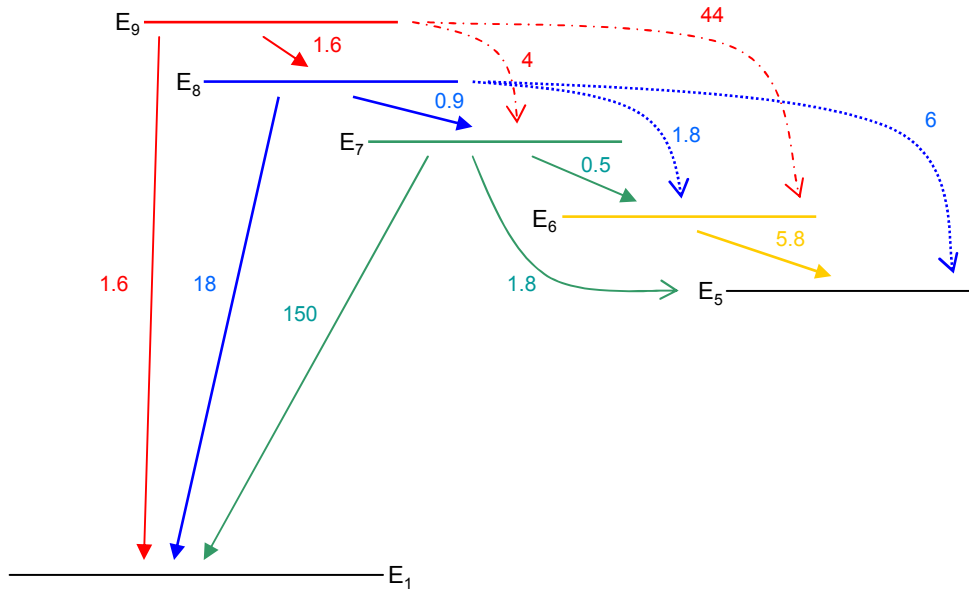


FIG. 3.8 – Principales transitions en début de cascade, associées aux durées de vie (en ps).

dèle du chapitre précédent en étudiant les durées de vie associées aux transitions inter- et intra-cascade, pour les transitions possibles pour un électron photo-excité sur les niveaux E_8 ou E_9 ¹³. La figure 3.8 fournit les durées de vie, en picoseconde, à $77 K$ associées aux transitions intra-cascades entre les niveaux d'énergie du début de la cascade : E_9 , E_8 , E_7 , E_6 et E_5 , responsables de la bonne extraction des électrons photo-excités, ainsi que les principales transitions entre ces niveaux et le niveau fondamental, responsables d'un retour à l'équilibre et donc d'une mauvaise extraction. On constate qu'un électron photo-excité sur le niveau E_9 a la même probabilité de relaxation vers le niveau fondamental ou vers le niveau E_8 (même durée de vie : $1.6 ps$). On comprend alors, à l'aide de

¹³Contrairement au mécanismes de transport régissant le courant d'obscurité, il ne faut pas raisonner ici sur les taux de transitions, qui prennent en compte la population des sous-bandes à l'équilibre, mais sur les durées de vie associées à ces transitions. Ces temps caractéristiques permettent de nous renseigner sur la probabilité d'une transition, sans prendre en compte le remplissage initial de la sous-bande. En effet, les électrons photo-excités correspondent à une situation hors équilibre, non prise en compte dans l'estimation de ces taux de transfert.

ces transitions déterminantes vis à vis de la relaxation des électrons photo-excités, que le coefficient d'extraction β_0 soit proche de 0.5. Les autres ordres de grandeurs des durées de vie permettent de voir qu'un électron se relaxera ensuite plus facilement dans la cascade que vers le niveau fondamental.

On voit donc que la précision sur β_0 , compris entre 0.5 et 0.8, en l'état actuel de nos connaissances, repose sur une mesure précise de l'absorption en fonction de la température. Une mesure précise nécessite un montage multi-passages sur un substrat complet, qui devra être envisagé par la suite pour poursuivre la compréhension et l'optimisation des QCDs. Une meilleure estimation de ce paramètre, issue de l'amélioration des mesures, nous permettra de valider le calcul de β_0 (qui repose sur l'étude des durées de vie τ_{ij}). Ceci permettra alors d'optimiser le design des QCDs avant de procéder à la croissance.

Pixel avec réseau

La figure 3.9 montre les spectres de réponse, pour différentes températures, pour un pixel carré de $100 \mu m$ de côté, avec un réseau, caractérisé par un pas de $1.8 \mu m$, fournissant la meilleure réponse au pic à basse température ($77 K$). L'effet "blue shift" mentionné précédemment consiste en un décalage du spectre de réponse en fonction de la température : la longueur d'onde au pic augmente avec un accroissement de la température. Le réseau ayant un pas de $1.8 \mu m$ permet un couplage optimal pour une longueur d'onde $\lambda_{reseau} = n_{GaAs} \times \text{pas} = 3.27 \times 1.8 = 5.88 \mu m$, où n_{GaAs} est l'indice optique du matériau. A partir de $77 K$, la longueur d'onde au pic augmente et se rapproche de λ_{reseau} , augmentant ainsi progressivement la valeur de réponse spectrale au pic. C'est bien ce que nous constatons sur la figure 3.10 entre $77 K$ et $120 K$. La décroissance après $140 K$ est en revanche difficile à comprendre à l'heure actuelle. Différents effets peuvent intervenir : la quantité de dopants effectivement actif (problème évoqué page précédente), mais aussi les arguments sur le transport évoqués dans l'état de l'art au paragraphe 1.4.4. Ces effets demanderont une investigation plus poussée.

On obtient une réponse au pic, pour le meilleur pixel, à $T = 120 K$: $R(\lambda = 5.6 \mu m) \approx 14 mA/W$. On en déduit un rendement quantique $\eta_R = 0.3 \%$, pour ce pixel, gagnant ainsi un facteur 7 par rapport à un dispositif sans réseau. Ce facteur est gagné sur l'absorption de la structure. Ce gain sur le coefficient d'absorption est faible, comparé aux gains typiques des QWIPs (qui ont une absorption globale d'au moins 30%). Depuis, des calculs électromagnétiques réalisés au laboratoire ont montrés que la couche réseau a été mal choisie. Un design de réseau analogue à ceux des QWIPs sur les QCDs pourrait permettre facilement de gagner un facteur 2 ou 3 sur les performances.

Nous pouvons également évaluer l'efficacité par période, en prenant l'expression 1.1, page 33 : on trouve 12% .

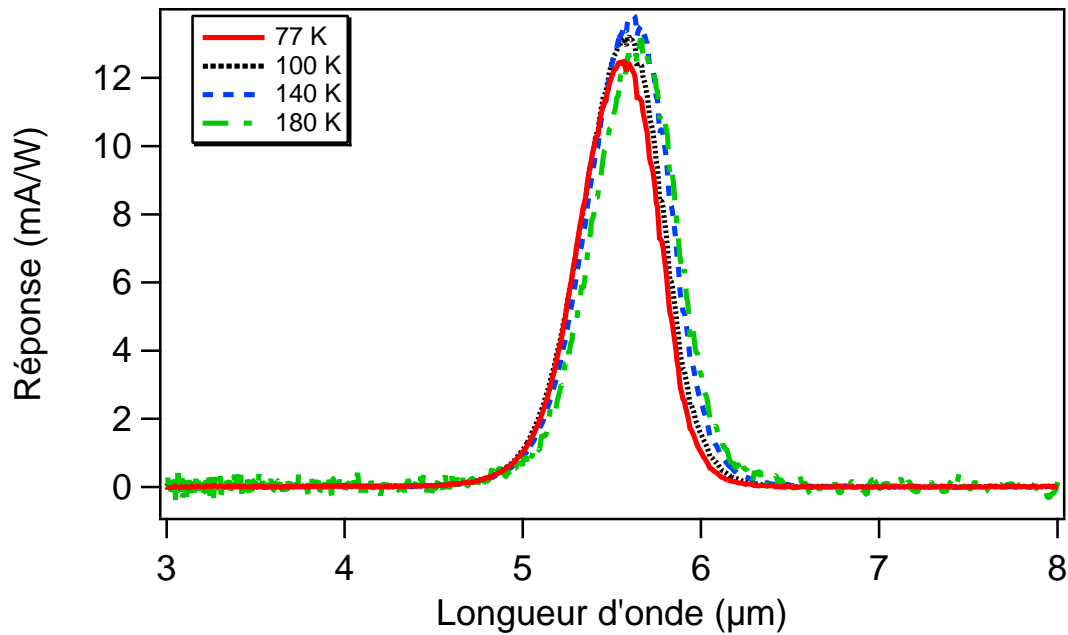


FIG. 3.9 – Réponses spectrales pour un pixel de $100 \mu m$ de côté, avec un réseau de couplage optique adapté, pour différentes températures.

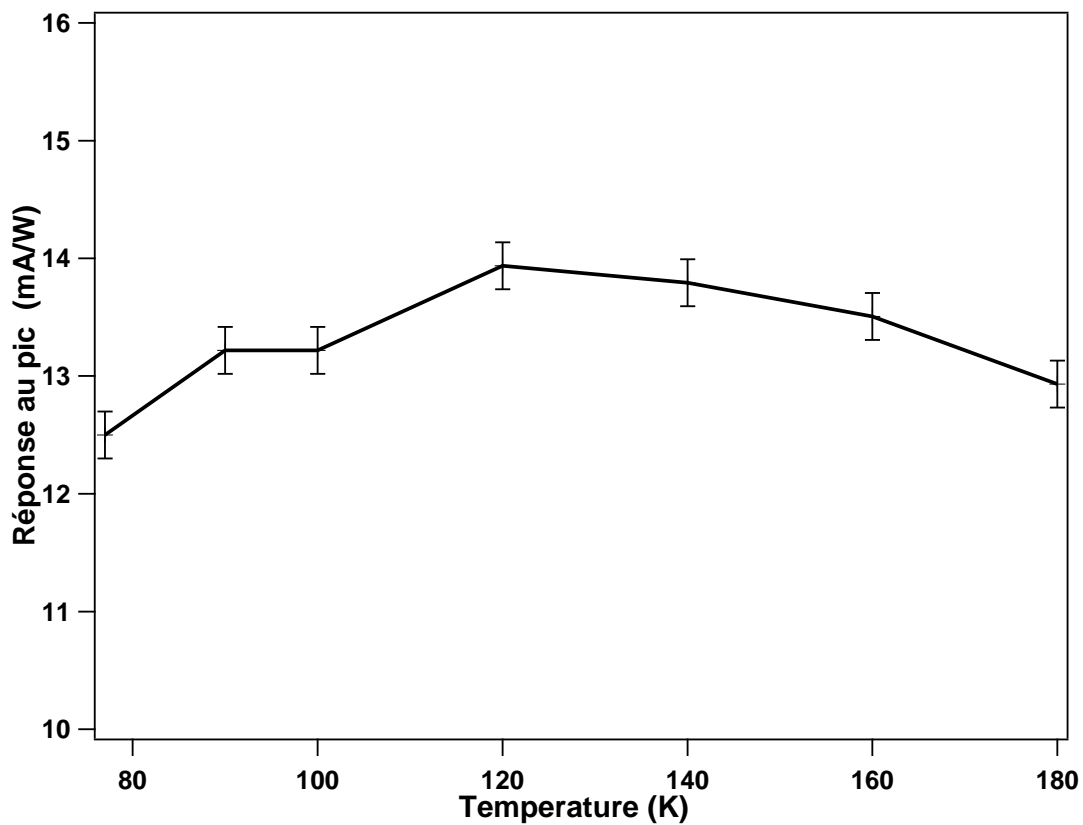


FIG. 3.10 – Evolution de la réponse au pic du pixel avec réseau précédent en fonction de la température.

3.2.4 Résistivité

La résistivité d'une structure, donnée par le produit de la résistance dynamique R_0 autour de 0 V par la surface A du pixel considéré, est un paramètre important qui caractérise un détecteur :

- premièrement, il détermine le bruit Johnson du détecteur ($4kT/R$).
- deuxièmement, ce paramètre est utile en vue de l'intégration du détecteur vis à vis du circuit de lecture (résistance du pixel par rapport à l'impédance du circuit de lecture).
- enfin, le R_0A permet de nous renseigner sur le transport électronique dans la structure à l'obscurité. En effet, il suit une évolution en fonction de la température décrite par la relation suivante :

$$R_0A \propto \exp\left(\frac{E^*}{kT}\right) \quad (3.4)$$

où E^* est une énergie d'activation qui nous donne directement une information sur le transition électronique qui limite le transport.

Afin d'en déduire plus facilement cette énergie d'activation, et d'avoir une plus grande visibilité sur les variations, il est courant de tracer l'évolution du R_0A en fonction de $1000/T$, en échelle logarithmique. Cette énergie d'activation est alors donnée, à un coefficient multiplicateur près, par la pente de la courbe dans ce diagramme. Il faut également remarquer que si le matériau est caractérisé par une seule énergie d'activation (c'est à dire un unique mécanisme physique responsable du transport) quelle que soit la température, la courbe obtenue est alors une droite.

La figure 3.11 donne l'évolution de ce paramètre R_0A en fonction de $1000/T$. La mesure a été réalisée à l'aide d'un cryostat contrôlé en température (courbe en trait gras et avec les croix).

Tout d'abord, nous pouvons constater que notre échantillon est caractérisé par une résistivité élevée :

- $R_0 A = 5 \cdot 10^6 \Omega.cm^2$ à 77 K, ce qui est de l'ordre de grandeur des détecteurs MCT dans cette gamme spectrale.
- $R_0 A = 2.7 \cdot 10^4 \Omega.cm^2$ à 100 K

En outre, on peut déduire de la figure précédente deux énergies d'activation, en basse et haute température, représentées sur le graphique par les deux droites en pointillés :

- aux basses températures, c'est à dire pour $T < 110 K$ ($1000/T > 9 K^{-1}$), on trouve une énergie d'activation proche de 150 meV. Le tableau 3.8 nous permet de trouver la transition correspondante. Cette énergie correspond à l'ordre de grandeur de l'énergie de la transition entre les niveaux E_1 et E_6 . Le diagramme des fonctions d'onde nous montre en effet que le recouvrement correspondant est, certes très faible, mais non nul.
- aux hautes températures, c'est à dire pour $T > 110 K$ ($1000/T < 9 K^{-1}$), on trouve une énergie d'activation de 180 meV, correspondant (cf tableau 3.8) à la transition $E_1 - E_7$. Le diagramme des fonctions d'onde nous montre que le recouvrement est plus significatif que le recouvrement précédent.

A basse température, les électrons de la sous-bande E_1 sont essentiellement localisés en bas de bande (la quantité d'électrons ayant une énergie cinétique élevée est très faible).

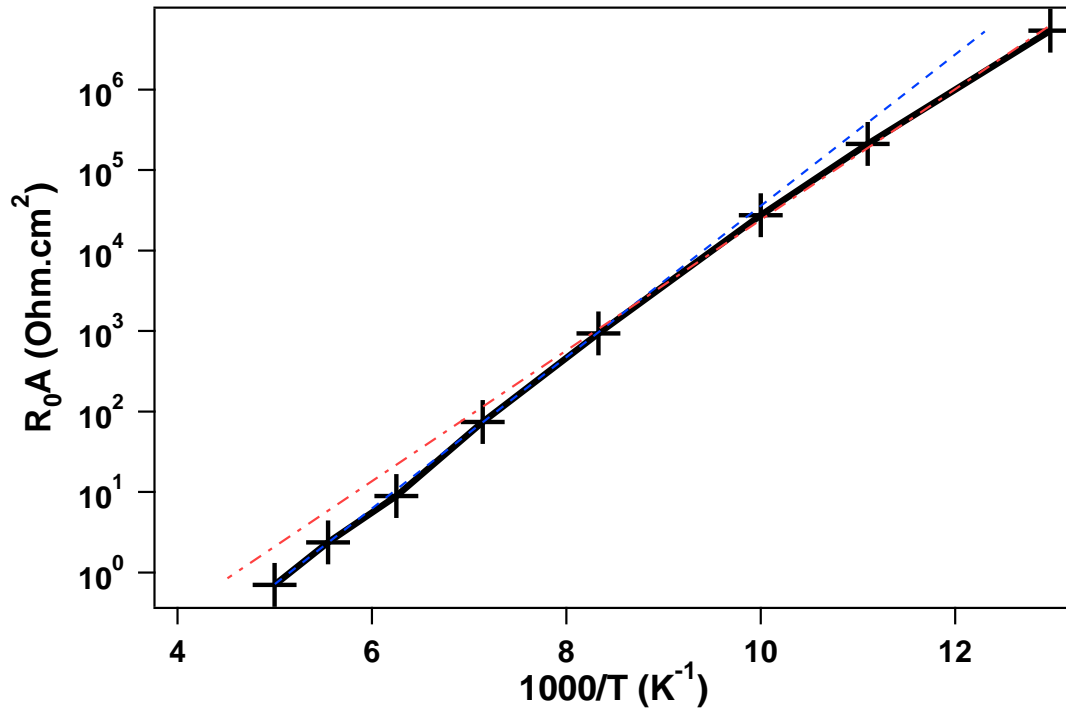


FIG. 3.11 – $R_0 A$ en fonction de $1000/T$, où T est la température de l'échantillon. La courbe en trait gras et possédant les croix correspond à la courbe expérimentale. Les deux droites en pointillés correspondent aux deux énergies d'activation de la courbe expérimentale.

Le premier niveau d'énergie ayant un élément de matrice avec le niveau E_1 non nul (mais très faible), donnera lieu à une transition électronique, caractérisée par un faible transfert des électrons et donc une forte résistivité. Le transfert $E_1 - E_6$ est le seul chemin possible pour les électrons.

A haute température, la densité d'électrons à plus haute énergie (ayant une énergie cinétique élevée) augmente dans la sous-bande E_1 . Quelques électrons de la sous-bande E_1 peuvent alors être transférés vers la sous-bande E_7 . L'élément de matrice entre les niveaux $E_1 - E_7$ est plus important que l'élément de matrice entre les niveaux $E_1 - E_6$. C'est donc ce chemin qui est privilégié à haute température, même si le chemin précédent existe toujours.

Une amélioration du design de ce premier QCD en bande II, consisterait à éloigner la fonction enveloppe d'énergie E_6 de celle du fondamental, pour réduire le courant de fuite à basse température, en prenant garde de ne pas rompre la cascade et de conserver une bonne extraction.

3.2.5 Bruit et détectivité

La figure 3.12 présente l'évolution du bruit de notre échantillon, en supposant que le bruit est exclusivement dû à du bruit Johnson. Les valeurs de la résistance utilisées pour calculer ce bruit sont déduites de la courbe expérimentale du $R_0 A$.

La figure 3.13 présente l'évolution de la détectivité en fonction de la température. Cette détectivité est bien plus importante que la détectivité du QCD sur InP publiée par l'équipe de Neufchatel [19], en raison d'une part de la forte résistivité de notre échantillon et d'autre part de la présence d'un réseau de couplage optique. En revanche, ce paramètre est en dessous des valeurs constatées pour des détecteurs MCT. Ceci est dû à la faible efficacité quantique de notre structure. Remarquons que l'avantage de l'utilisation potentielle des QCDs est lié à la bonne uniformité des matrices que permet la technologie *GaAs/AlGaAs* et à la stabilité des performances dans le temps (pas de bruit en $1/f$, pas de corrections de la matrice après la détection). Ces avantages sont les mêmes que ceux des QWIPs, qui compensent aussi leur rendement quantique plus faibles par ces avantages dus aux matériaux. Dès que le nombre de photons incident est suffisant, le rendement quantique devient un paramètre secondaire par rapport à l'uniformité des performances dans le temps et de pixel à pixel. Ceci est dû fondamentalement à la spécificité de l'imagerie thermique, qui diffère de l'imagerie visible : en imagerie thermique, l'ensemble de la scène émet une quantité considérable de photons, dans laquelle on cherche à détecter des fluctuations très faibles. Une différence de température d'un centième de degré correspond en effet à une fluctuation relative de 10^{-4} de l'énergie σT^4 rayonnée par le corps noir à 300 K. Les différences de température détectables par les meilleurs imageurs thermiques étant de l'ordre de quelques centièmes de degré, 10^{-4} est donc de l'ordre de grandeur de l'uniformité requise dans le système final. Dans ces conditions, la détectivité, qui est un paramètre fondamentalement lié à un pixel unique, devient un facteur de mérite très intermédiaire.

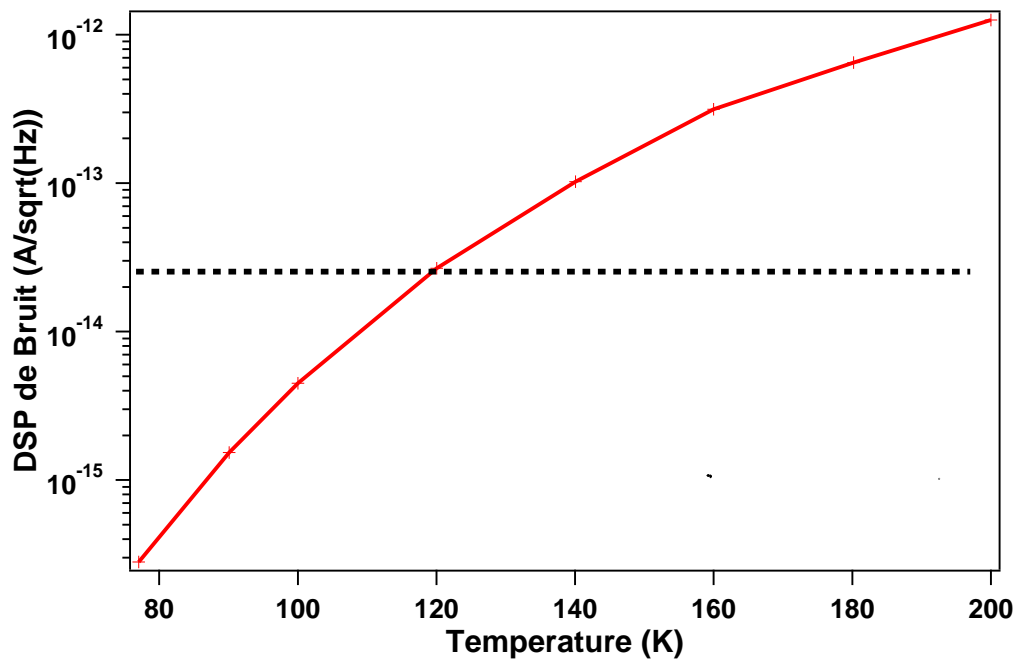


FIG. 3.12 – Evolution du bruit Johnson en fonction de la température. Les pointillés correspondent au plancher de bruit de la chaîne d'acquisition.

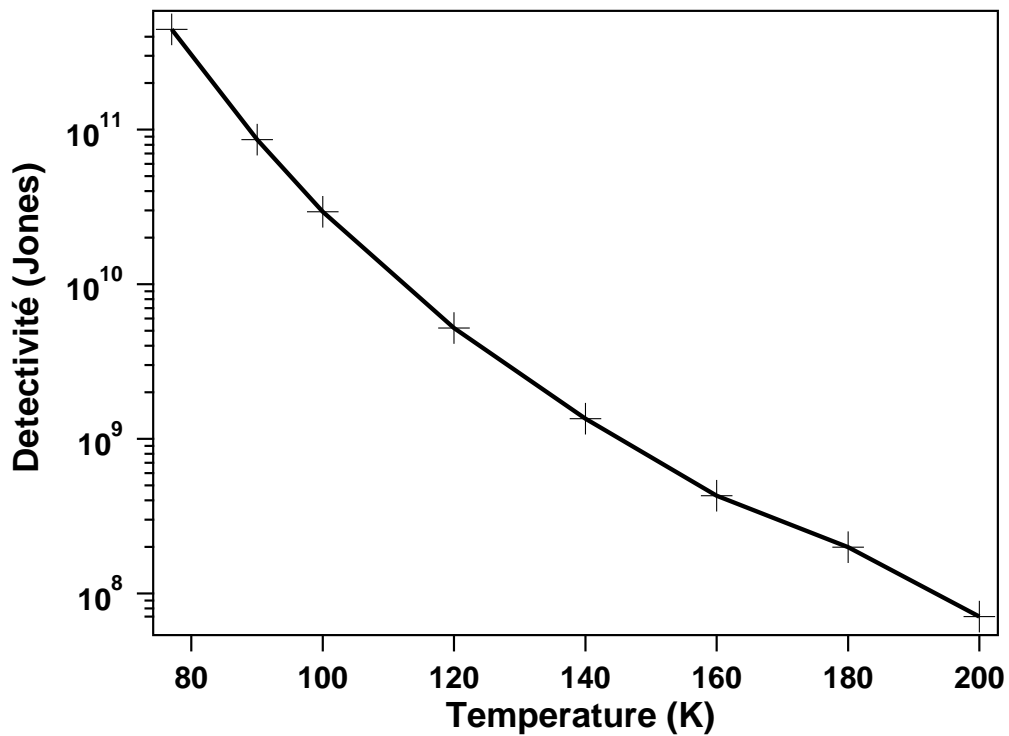


FIG. 3.13 – Evolution de la détectivité en fonction de la température.

3.3 Modélisation

3.3.1 Simulation : étude des transferts électroniques

Nous avons appliqué le modèle développé dans le chapitre 2 au cas de notre détecteur caractérisé précédemment. Les paramètres de la simulation sont les suivants :

$$\begin{aligned} \text{Masse effective du GaAs} & : m_W = 0.067 \\ \text{Discontinuité de bande} & : 355 \text{ meV} \end{aligned}$$

Rappelons à nouveau que les simulations suivantes supposent que les variations des sous-bandes sont paraboliques, ce qui s'est avéré inexact lors de l'étude du spectre d'absorption vis à vis des transitions optiques. Les résultats de ces modélisations présenteront donc un écart avec les mesures.

Le résultat de la simulation, en prenant en compte la structure nominale, est donné sur la figure 3.14. Il y a moins d'une décade entre les deux courbes. Les écarts de valeurs entre

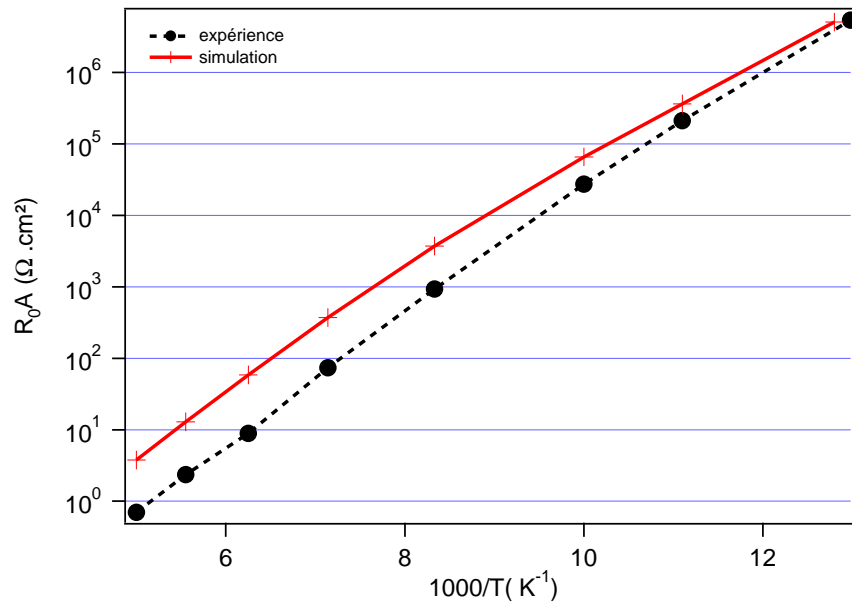


FIG. 3.14 – Evolution du R_0A expérimental (trait pointillé noir) et simulé (trait continu rouge). La simulation a été réalisée en prenant en compte la structure nominale.

les courbes peuvent être dus :

- à la non prise en compte de la non-parabolicité des sous-bandes (déjà mentionnée).
- aux différences entre la structure nominale et la structure réelle. Nous analyserons plus en détail l'influence des paramètres sur notre structure dans un paragraphe ultérieur, afin de voir si les différences entre certains paramètres suffisent à expliquer ces écarts.

- à l'imperfection de notre modèle. Le modèle donnait des résultats encourageants en bande III. Or, en bande II, les structures sont plus fines, avec un plus fort pourcentage d'aluminium, ce qui peut changer l'influence des interactions responsables des transitions électroniques. Par exemple, l'influence de la rugosité d'interface pourrait augmenter avec la finesse de ces barrières, et devenir significative par rapport à l'interaction avec les phonons optiques, pour laquelle les temps de transfert croissent avec la différence d'énergie entre les sous-bandes, à cause des grands transferts du vecteur d'onde mis en jeu.

Nous pouvons remarquer que les énergies d'activation de la structure simulée sont cependant relativement proches de celles déduites de l'expérience, à très basse et à très haute températures (on retrouve des énergies de 132 *meV* et de 183 *meV* correspondant aux énergies des transitions $E_1 \rightarrow E_5/E_6$ et $E_1 \rightarrow E_7$).

Le tableau 3.10 donne l'évolution des taux de transitions (en absorption uniquement ¹⁴)

$T \backslash G_{ij}$	G_{12}	G_{13}	G_{14}	G_{15}	G_{16}	G_{17}	G_{18}	G_{19}
80	$1.8 \cdot 10^{12}$	$4.5 \cdot 10^{13}$	$4.1 \cdot 10^{14}$	$2.5 \cdot 10^{15}$	$2.5 \cdot 10^{15}$	$7.8 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{14}$	$1.2 \cdot 10^{13}$
100	$8.3 \cdot 10^{12}$	$3.6 \cdot 10^{14}$	$5.7 \cdot 10^{15}$	$6.2 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{17}$	$3.1 \cdot 10^{16}$	$9.3 \cdot 10^{15}$
120	$2.3 \cdot 10^{13}$	$1.4 \cdot 10^{15}$	$3.3 \cdot 10^{16}$	$5.3 \cdot 10^{17}$	$1.3 \cdot 10^{18}$	$2.6 \cdot 10^{18}$	$1.4 \cdot 10^{18}$	$7.6 \cdot 10^{17}$
140	$4.8 \cdot 10^{13}$	$3.9 \cdot 10^{15}$	$1.1 \cdot 10^{17}$	$2.5 \cdot 10^{18}$	$7.7 \cdot 10^{18}$	$2.7 \cdot 10^{19}$	$2.1 \cdot 10^{19}$	$1.8 \cdot 10^{19}$
160	$8.3 \cdot 10^{13}$	$8.1 \cdot 10^{15}$	$2.9 \cdot 10^{17}$	$7.9 \cdot 10^{18}$	$2.9 \cdot 10^{19}$	$1.5 \cdot 10^{20}$	$1.6 \cdot 10^{20}$	$1.9 \cdot 10^{20}$
180	$1.3 \cdot 10^{14}$	$1.5 \cdot 10^{16}$	$6.1 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{19}$	$8.5 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{20}$	$8 \cdot 10^{20}$	$1.2 \cdot 10^{21}$
200	$1.8 \cdot 10^{14}$	$2.3 \cdot 10^{16}$	$1.1 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{19}$	$2 \cdot 10^{20}$	$1.8 \cdot 10^{21}$	$2.8 \cdot 10^{21}$	$5.2 \cdot 10^{21}$

TAB. 3.10 – Coefficients $G_{1j}^{a,inter}$ en fonction de la température (en $m^{-2}.s^{-1}$)

entre le premier niveau d'énergie et les autres niveaux d'énergie en fonction de la température, simulés avec la structure nominale. On constate qu'à basse température, les transitions $E_1 \rightarrow E_5/E_6$ dominent les transferts électroniques et sont ainsi majoritairement responsables du courant d'obscurité. Remarquons que plus la température diminue, et plus l'influence de la transition $E_1 \rightarrow E_5$ est importante, vis à vis des autres transferts. En effet, vers 80 *K*, les transitions $E_1 \rightarrow E_5$ et $E_1 \rightarrow E_6$ sont équivalentes.

A haute température, la transition $E_1 \rightarrow E_9$ domine. Il faut tout de même constater que les transitions $E_1 \rightarrow E_7$ et $E_1 \rightarrow E_8$ sont caractérisées par des taux de transfert assez proches du taux de transition associé à la transition $E_1 \rightarrow E_9$.

Entre ces deux domaines de température, on a un passage progressif via la transition $E_1 \rightarrow E_7$, qui reste importante à haute température.

Il faut également être assez prudent avec les transitions inter-sous-bandes possibles dans le

¹⁴Les coefficients G_{1j} sont essentiellement dus à une absorption de phonons.

discours comparatif des énergies d'activation déduites de la courbe expérimentale. Cette dernière est loin d'être une droite, traduisant le fait que plusieurs transitions interviennent (en même temps et en fonction de la température) et que le passage d'une transition dominante à une autre s'effectue de manière continue. Ces différentes contributions seront étudiées également dans le cadre du travail de thèse d'Aurore Gomez [40], à l'aide d'expériences de transport sous champ magnétique.

Bien qu'il subsiste un écart entre le modèle et les mesures expérimentales, qui a une cause pas encore claire (nouvel hamiltonien d'interaction, importance de la non-parabolicité ou écart entre la structure réelle et la structure nominale ?), ce modèle permet néanmoins de très bien comprendre qualitativement les différentes voies inter-sous-bandes empruntées par le transport électronique en fonction de la température.

3.3.2 Etude de l'influence des paramètres

L'étude du spectre d'absorption et des niveaux d'énergie a fait apparaître au début de ce chapitre que la prise en compte de la non-parabolicité des bandes d'énergie était plus importante que les écarts entre la structure nominale et la structure réelle. N'ayant pas les outils permettant de simuler le transport électronique dans une structure dont les variations des sous-bandes sont non-paraboliques, nous nous proposons de voir l'influence de quelques paramètres sur la résistivité de notre échantillon en ne raisonnant que sur la méthode de simulation du chapitre 2 avec un modèle parabolique. Le but de cette étude est de commencer à étudier l'influence des paramètres d'épaisseurs, de dopage et de quantité d'aluminium sur la résistivité d'un design, et donc d'anticiper la robustesse des design. On s'attachera aussi à confronter les valeurs simulées aux valeurs expérimentales pour montrer que la différence entre les résultats expérimentaux et la modélisation ne peut pas être expliquée simplement par l'écart entre la structure nominale et la structure réelle. Une étude plus approfondie de l'influence des paramètres de design sur la résistivité d'un QCD fera l'objet de travaux ultérieurs.

Influence des épaisseurs

L'étude DDX nous a permis de connaître la longueur totale des puits et des barrières. Nous avons simulé le R_0A de notre structure, en prenant en compte une répartition uniforme des variations données par le tableau 3.5, page 80. Le résultat de la simulation est donné par la figure 3.15. Nous constatons, qu'il n'y a aucune influence significative

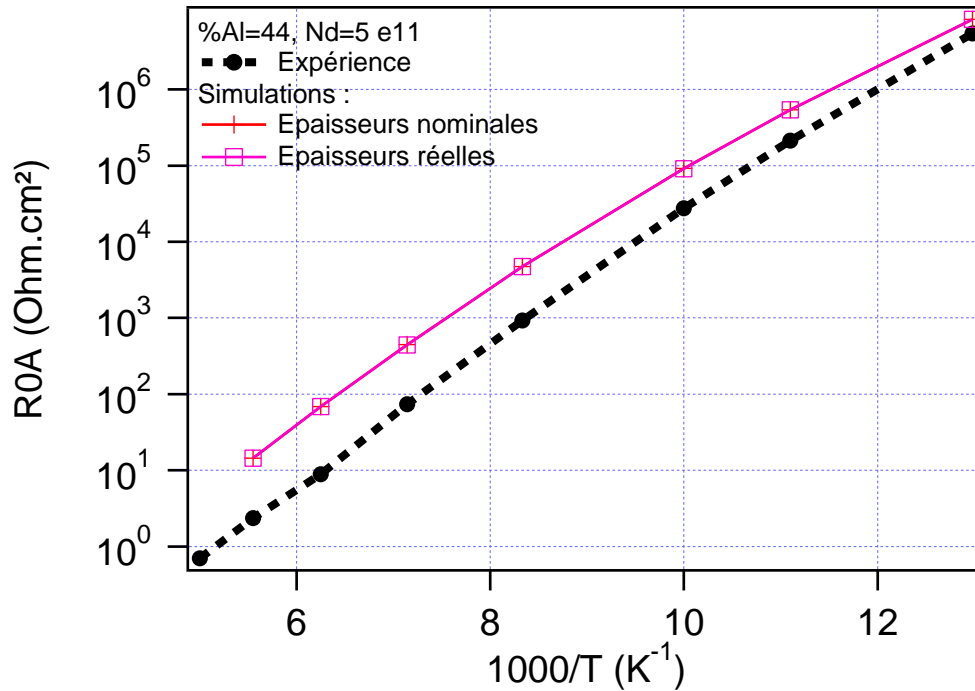


FIG. 3.15 – R_0A expérimental (courbe en pointillés) et issus de la simulation (traits continus). Les croix correspondent à la structure nominale, tandis que les marques carrées correspondent à la structure tenant compte des variations des épaisseurs (ces deux courbes se recouvrent parfaitement).

de l'épaisseur des puits et barrières sur le R_0A , pour ces faibles variations. Ce résultat étonnant montre que le principe de design d'un QCD est extrêmement robuste par rapport aux épaisseurs des couches, en tout cas en ce qui concerne le courant d'obscurité. Ce résultat demanderait à être confirmé sur d'autres structures QCD, pour voir s'il ne s'agit pas d'un hasard de notre design présent.

Influence du dopage

L'analyse du spectre d'absorption nous a permis d'évaluer le dopage réel. Nous l'avons estimé à $10.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Nous avons alors simulé le R_0A pour les dopages suivants : $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (structure nominale), $8.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et $10.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (structure réelle). Le résultat des simulation est reporté sur la figure 3.16. L'augmentation du dopage a

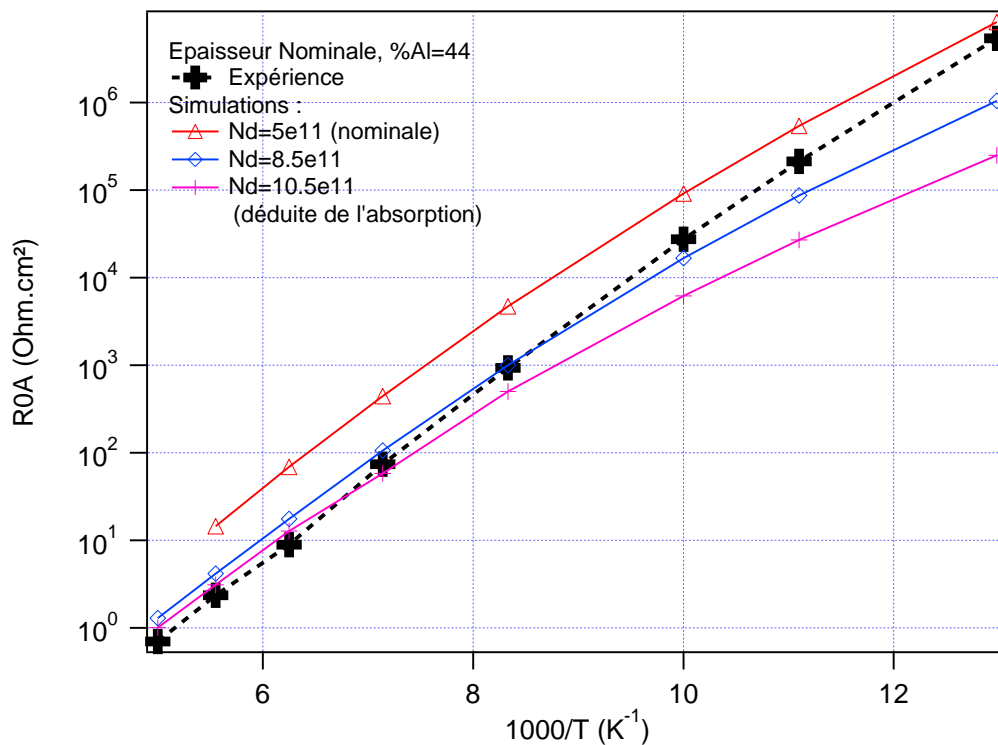


FIG. 3.16 – R_0A expérimental (courbe en pointillés) et issus de la simulation (traits continus) pour différents dopages.

pour conséquence globale de translater la courbe de la structure nominale vers le bas : la structure est bien sûr moins résistive pour des dopages plus élevés.

Notons que l'influence du dopage n'est pas uniforme en fonction de la température : la translation est moindre pour les hautes températures.

Influence du pourcentage d'aluminium

L'étude DDX nous a permis d'estimer la valeur du pourcentage d'aluminium de notre échantillon. Nous avons trouvé 46.7 % contre 44 % attendus. La figure 3.17 présente les résultats de la simulation avec ces deux pourcentages d'aluminium, partant d'une structure nominale. Les valeurs de résistivités sont bien changées, provenant sans doute d'une

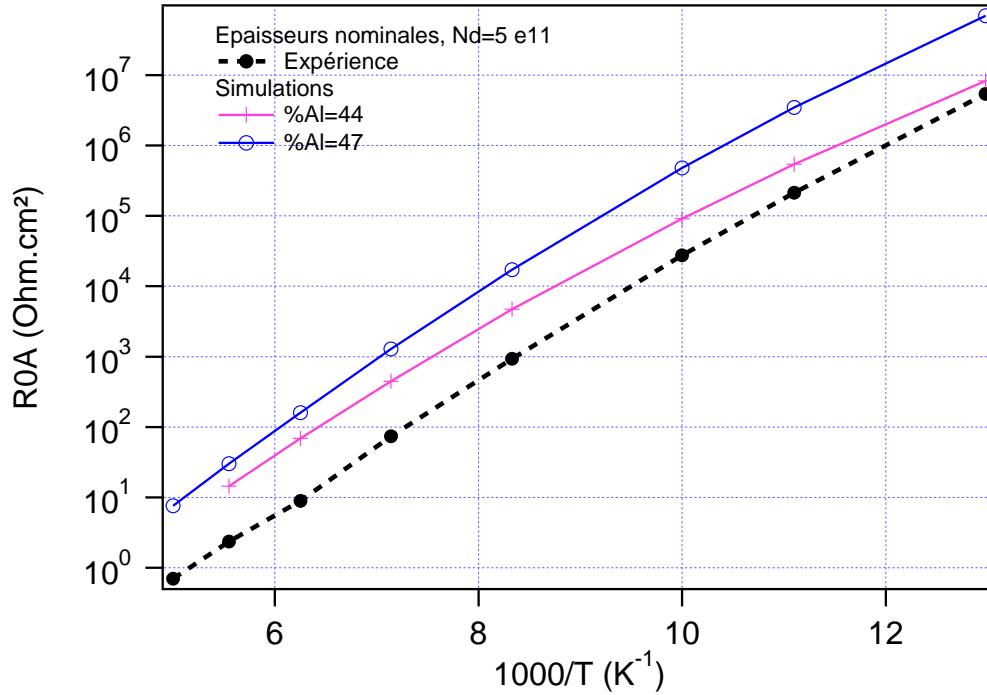


FIG. 3.17 – R_0A expérimental (courbe en pointillés) et issus de la simulation (traits continus) pour deux pourcentages d'aluminium différents.

modification des fonctions d'onde et surtout d'une augmentation des écarts séparant les niveaux d'énergie (cf tableau 3.6). L'influence de ce paramètre est difficile à appréhender de manière simple. Notons tout de même que la courbe obtenue est très satisfaisante en ce qui concerne l'énergie d'activation (en comparant à la courbe expérimentale).

Influence de tous les paramètres : conclusion de l'étude.

La figure 3.18 présente la courbe expérimentale du R_0A ainsi que les courbes issues de deux simulations : l'une concernant la structure attendue et l'autre en prenant en compte les paramètres déduits des mesures de caractérisation (variations simultanées des épaisseurs des puits et barrières ainsi que du pourcentage d'aluminium, variation du dopage). Nous pouvons donc constater que les variations de ces paramètres ne suffisent pas à expliquer complètement la différence entre la courbe expérimentale et la courbe simulée, comme nous l'avons déjà constaté lors de l'étude des niveaux d'énergie. Cependant, la simulation utilisant les paramètres issus des expériences DDX et d'absorption donne le résultat le plus proche de l'expérience, parmi toutes les simulations que nous avons menées, ce qui est rassurant. L'écart entre la modélisation et l'expérience atteint au maximum un facteur 2 ou 3.

Afin de mieux comprendre ce QCD, il serait utile d'intégrer aux moyens simulations actuels, la prise en compte de la non-parabolicité des bandes, comme nous l'avons déjà dit. Nous avons l'intuition qualitative que l'introduction de la non-parabolicité permettra effectivement de corriger la modélisation dans le bon sens. En effet, c'est à haute température, là où les énergies mises en jeu sont les plus grandes, et là où les sous-bandes élevées sont empruntées par les électrons, que l'écart entre la modélisation et l'expérience est le plus important. C'est aussi sur les sous-bandes élevées que la non-parabolicité a le plus d'influence. Nous avons vu dans les tableaux 3.6 et 3.8 que la non-parabolicité a pour effet de baisser les transitions $E_1 \rightarrow E_8$ et $E_1 \rightarrow E_9$ d'environ 10 et 40 meV typiquement (ces effets peuvent être un peu modifiés par la perturbation des anticroisements que la non-parabolicité peut introduire). Cette baisse va diminuer le R_0A de typiquement $\exp(-\Delta E/kT)$, pouvant facilement combler le facteur 2 à 3 qu'il manque.

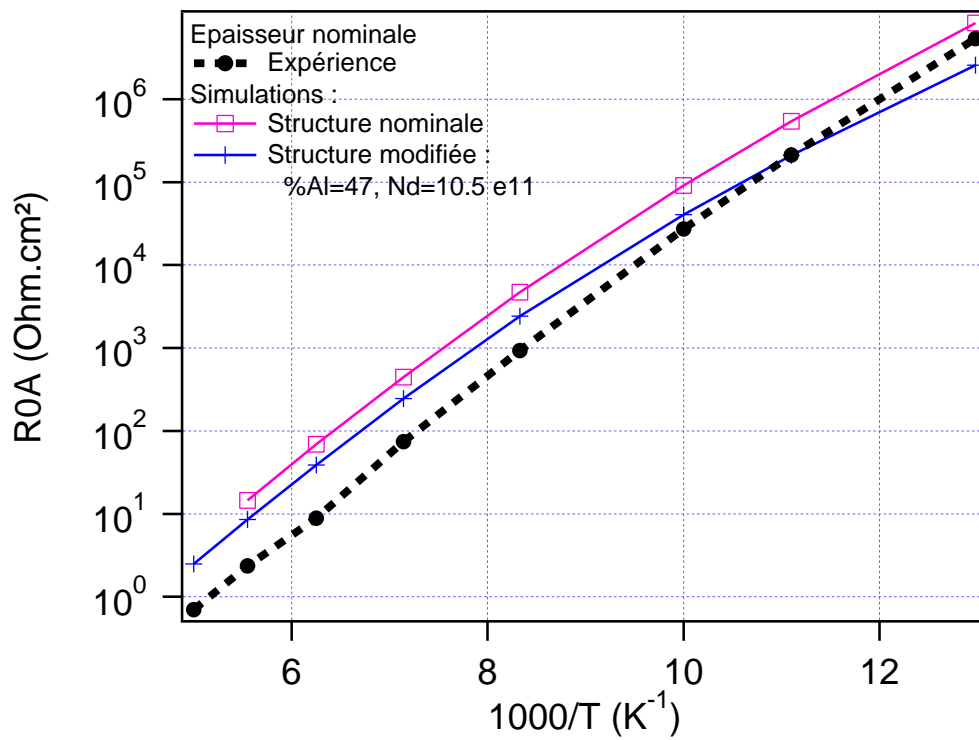


FIG. 3.18 – R_0A expérimental (courbe en pointillés) et issus de la simulation (traits continus) pour la structure nominale et comportant les paramètres réels déduits des mesures de caractérisations.

Conclusion

Nous avons présenté un détecteur QCD opérant au voisinage de la bande II, dont la longueur d'onde correspondant au pic d'absorption vaut $5.7 \mu m$. L'échantillon a été caractérisé optiquement et électriquement. Il présente, comme les autres QCD, une efficacité quantique un peu faible, mais une cascade caractérisée par une probabilité d'extraction importante (un électron photo-excité sur deux se relaxe vers la période suivante). La réponse spectrale au pic est aux alentours de $14 mA/W$, pour un pixel comportant un réseau de couplage optique. En outre, sa résistivité est élevée, ce qui en fait un bon détecteur. Les simulations effectuées sur cet échantillon nous ont permis de constater que la prise en compte de la non-parabolicité des bandes d'énergie devra être une étape importante vis à vis de l'évolution des moyens de simulation. Différents arguments (positions des niveaux d'énergie, simulations du R_0A) nous ont montré en effet que les écarts de constitution entre la structure attendue et la structure réelle ne suffisent pas à retrouver parfaitement les résultats expérimentaux.

Les perspectives de ce travail sont les suivantes : dans un premier temps, nous savons, grâce aux simulations électromagnétiques, qu'un facteur 2 ou 3 environ peut être gagné facilement par rapport à ce premier essai de QCD dans cette bande spectrale, en modifiant la couche réseau en surface. Ensuite, si l'on souhaite développer un imageur thermique dans la bande $3 - 5 \mu m$, il faudra sans doute améliorer le rendement quantique, en dopant davantage ou en réduisant le nombre de périodes. Cela aura pour effet de diminuer la résistance et d'augmenter le bruit. Un compromis doit être trouvé, et dépendra des conditions de travail de l'imageur. Certaines perspectives de développement sont très attractives pour les QCDs : un fonctionnement faiblement refroidi par exemple, rendu possible en passant des QWIPs aux QCDs par l'absence de courant d'obscurité. Un tel fonctionnement pourra être très attractif pour des applications rapides (détection hétérodyne dans le cadre d'un système à laser à cascade, imagerie rapide de type LIDAR etc...).

Conclusion

Nous avons développé un modèle décrivant le transport électronique dans une structure à multipuits quantiques, dans l'obscurité et proche de l'équilibre thermodynamique. Ce modèle a été adapté dès sa conception au traitement des détecteurs à cascade quantique, dans des bandes spectrales d'énergie supérieures au phonon optique. Il repose avant tout sur une étude minutieuse des transitions électroniques entre deux sous-bandes, en ne considérant que l'interaction électron-phonon optique. La base de ce modèle est le regroupement des niveaux d'une cascade dans un sous-ensemble auquel on associe un unique niveau de Fermi. Cette description de la structure en sous groupes de sous-bandes, analogue au raisonnement effectué dans une jonction PN, permet d'obtenir une expression analytique simple de la caractéristique courant-tension d'un QCD, la relation étant de type diode. Elle forme une vision très claire de la physique du transport dans ces structures complexes, par rapport à d'autres pistes possibles au départ (de type simulation numérique Monte-Carlo). Une expression du R_0A peut alors être déduite, ne faisant intervenir que les termes de transferts entre les cascades, calculés à l'équilibre. Ce modèle n'a, comme paramètres d'entrée, que les données géométriques de la structure ainsi que les données des matériaux utilisés. Il ne comporte comme paramètre ajustable que le dopage des puits. Une grande satisfaction de ce modèle est sa simplicité. Au cours de sa conception, nous avons commencé par des modélisations complexes, et nous avons introduit les hypothèses une par une permettant de simplifier au maximum la démarche. Nous aboutissons finalement à une description très simple du transport dans le QCD, entièrement résumé dans la relation :

$$R_0A = \frac{kT}{q^2 \sum_{\substack{i \in \text{cascade } A \\ j \in \text{cascade } B}} G_{ij}} \quad (1)$$

Dans le domaine de validité de nos hypothèses, le transport électronique s'effectue comme une somme de diffusions parallèles d'une cascade à l'autre.

Les données expérimentales des échantillons en bande III ont permis de le valider dans la gamme de température correspondant au fonctionnement des détecteurs (typiquement entre 77 K et 200 K) et dans cette gamme spectrale. La description des approximations ainsi que les résultats nous ont montré que cet outil de simulation pourra être amélioré en prenant en compte d'autres interactions qui peuvent devenir déterminantes à basse température. En outre, l'approximation du regroupement des niveaux de la cascade a besoin d'être reconsidérée aux hautes températures.

Notre modèle de base étant établi, c'est un excellent point de départ pour introduire des mécanismes plus sophistiqués permettant d'élargir son domaine de validité ou d'accroître

sa précision. L'étude d'un échantillon en bande II nous a permis par exemple de voir que la prise en compte de la non-parabolicité des sous-bandes d'énergie pourrait être un facteur d'amélioration non négligeable pour ce modèle, si l'on souhaite toutefois l'utiliser dans cette gamme spectrale.

Maintenant qu'une première génération de QCDs a été expérimentée et modélisée, les perspectives ouvertes par ces travaux sont les suivants : il s'agit de comparer les QCDs aux autres détecteurs infrarouge, d'évaluer si leurs performances sont compétitives dans le domaine de l'imagerie thermique, et le cas échéant aller jusqu'à la réalisation d'une matrice et d'une caméra. Dans ce contexte, la modélisation joue un rôle clé. Dans la mesure où l'on peut lui faire confiance sans avoir recours à des paramètres ajustables, la modélisation des QCDs offre la perspective d'optimiser le composant sans nécessiter trop de processus croissance-technologie-caractérisation, chers et longs. Il s'agit d'une situation assez inédite dans le domaine de la détection infrarouge, qui mérite d'être soulignée. Cela repose sur la qualité des hétérostructures en GaAs/AlGaAs, qui se prêtent si bien au modèle de la fonction enveloppe.

Notre modèle devrait permettre par exemple de comprendre les influences des différents paramètres de croissance (épaisseurs des puits et des barrières, pourcentage d'aluminium dans la structure) sur le comportement électrique des QCDs et devrait aussi nous renseigner sur la robustesse des structures vis à vis des variations de ces paramètres. En intégrant un terme de génération optique, la réponse spectrale devrait pouvoir être simulée à l'aide d'un tel outil, permettant à terme de prévoir dès la conception non seulement le comportement électrique des QCDs mais aussi les caractéristiques optiques. On pourra alors en principe simuler les performances complètes d'une caméra thermique sur le papier.

Bibliographie

- [1] B.F. Levine. Quantum well infrared photodetector. *J. App. Phys.*, 74 :R1–R81, 1993.
- [2] H. Schneider and H.C. Liu. *Quantum Well Infrared Photodetectors : Physics and Applications*. Springer, 2006.
- [3] E. Rosencher and B. Vinter. *Optoélectronique*. Dunod, 2002.
- [4] O.Cocle, C.Rannou, B.Forestier, P.Jouglu, P.Bois, E. Costard, A. Manissadjian, and D. Gohier. Qwip compact thermal imager : Catherine-xp and its evolutions. *SPIE Defense and Security*, pages 6542–127, 2007.
- [5] E. Costard and P.Bois. Thales long wave qwip thermal imagers. *Infrared Phys. Techn.*, 2006.
- [6] K.W. Goossen, S.A. Lyon, and K. Alavi. Photovoltaic quantum well infrared detector. *App. Phys. Lett.*, 52(20) :1701–1703, 1988.
- [7] E. Rosencher, P. Bois, J. Nagle, E. Costard, and S. Delaitre. Observation of nonlinear optical rectification at $10.6 \mu m$ in compositionally asymmetrical algaas multiquantum wells. *App. Phys. Lett.*, 55(16) :1597–1599, 1989.
- [8] Eric Martinet. *Propriétés électro-optiques des transitions intra-bandes dans les multipuits quantiques GaAs/AlGaAs. Application à la détection infrarouge*. PhD thesis, Université Paris 11, 1992.
- [9] E. Rosencher, P. Bois, B. Vinter, and D. Kaplan. Giant nonlinear optical rectification at $8\text{-}12 \mu m$ in asymmetric coupled quantum wells. *App. Phys. Lett.*, 56(19) :1822–1824, 1990.
- [10] B. Vinter. Detectivity of a three-level quantum-well detector. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(1) :115–118, 1994.
- [11] C. Schönbein, H. Schneider, G. Bihlmann, K. Schwarz, and P. Koidl. A $10 \mu m$ *gaas/al_xga_{1-x}as* intersubband photodetector operating at zero bias voltage. *App. Phys. Lett.*, 68(7) :973–975, 1996.
- [12] H. Schneider, C. Schönbein, M. Walther, K. Schwarz, J. Fleissner, and P. Koidl. Photovoltaic quantum well infrared photodetectors : The four-zone scheme. *App. Phys. Lett.*, 71(2) :246–248, 1997.
- [13] V. Berger. Détecteur à cascade quantique, brevet français numéro 0109754, 2001.
- [14] D. Hofstetter, M. Beck, and J. Faist. Quantum-cascade-laser structures as photodetectors. *App. Phys. Lett.*, 81(15) :2683–2685, 2002.

- [15] M. Graf, G. Scalari, D. Hofstetter, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, and G. Davies. Terahertz range quantum well infrared photodetector. *App. Phys. Lett.*, 84(4) :475–477, 2004.
- [16] L. Gendron. *Transport électronique dans les détecteurs infrarouge à puits quantiques*. PhD thesis, Université Paris 7 - Denis Diderot, 2005.
- [17] L. Gendron, M. Carras, A. Huynh, V. Ortiz, C. Koeniguer, and V. Berger. A quantum cascade photodetector. *App. Phys. Lett.*, 85 :2824, 2004.
- [18] L. Gendron, C. Koeniguer, V. Berger, and X. Marcadet. High resistance narrow band quantum cascade photodetectors. *App. Phys. Lett.*, 86 :121116, 2005.
- [19] M. Graf, N. Hoyler, M. Giovannini, J. Faist, and D. Hofstetter. Inp based quantum cascade detectors in the mid infrared. *App. Phys. Lett.*, 88 :241118, 2006.
- [20] F.R. Giorgetta, E. Baumann, M. graf, L. Ajili, N. Hoyler, M. Giovannini, J. Faist, and D. Hofstetter. 16.5 μm quantum cascade detector using miniband transport. *App. Phys. Lett.*, 90 :231111, 2007.
- [21] A. Vardi, G. Bahir, F. Guillot, C. Bougerol, E. Monroy, S.E. Schacham, M. Tchernycheva, and F.H. Julien. Near infrared quantum cascade detector in gan/algan/aln heterostructures. *App. Phys. Lett.*, 92 :011112, 2008.
- [22] Maria Tchernycheva. *Physique des transitions intersousbandes des hétérostructures de GaN/AlN pour l'optoélectronique à $\lambda = 1.3 - 1.55 \mu\text{m}$* . PhD thesis, Université Paris 11, 2005.
- [23] J.A. Brum and G. Bastard. Resonant carrier capture by semiconductor quantum wells. *Phys. Rev. B*, 33 :1420–1423, 1986.
- [24] J.A. Brum, T. Weil, J. Nagle, and B. Vinter. Calculation of carrier capture time of a quantum well in graded-index separate-confinement heterostructures. *Phys. Rev. B*, 34 :2381–2384, 1986.
- [25] E. Rosencher, B. Vinter, F. Luc, L. Thibaudeau, P. Bois, and J. Nagle. Emission and capture of electrons in multiquantum-well structures. *IEEE J. Quantum Electron.*, 30 :2875, 1994.
- [26] H.C. Liu. Photoconductive gain mechanism of quantum-well intersubband infrared detectors. *App. Phys. Lett.*, 60 :1507, 1992.
- [27] D. Smirnov, O. Drachenko, J. Leotin, H. Page, C. Becker, C. Sirtori, V. Apalkov, and T. Chakraborty. Intersubband magnetophonon resonances in quantum cascade structures. *Phys. Rev. B*, 66 :125317, 2002.
- [28] J. Radovanovic, V. Milanovic, Z. Ikonc, D. Indjin, and P. Harrison. Electron-phonon relaxation rates and optical gain in a quantum cascade laser in a magnetic field. *J. Appl. Phys.*, 97 :103109, 2005.
- [29] K. Kempa, P. Bakshi, J. Engelbrecht, and Y. Zhou. Intersubband electron transitions due to electron-electron interactions in quantum-well structures. *Phys. Rev. B*, 61 :11083–11087, 2000.
- [30] S.M. Goodnick and P. Lugli. Effect of electron-electron scattering on nonequilibrium transport in quantum-well systems. *Phys. Rev. B*, 37 :2578–2588, 1988.

- [31] P. Harrison. The nature of the electron distribution functions in quantum cascade lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 75 :2800–2802, 1999.
- [32] Takeya Unuma, Teruyuki Takahashi, Takeshi Noda, Masahiro Yoshita, Hiroyuki Sakaki, Motoyoshi Baba, and Hidefumi Akiyama. Effects of interface roughness and phonon scattering on intersubband absorption linewidth in gas quantum well. *App. Phys. Lett.*, 78 :3448–3450, 2001.
- [33] Takeya Unuma, Masahiro Yoshita, Takeshi Noda, Hiroyuki Sakaki, and Hidefumi Akiyama. Intersubband absorption linewidth in gas quantum wells due to scattering by interface roughness, phonons, alloy disorder, and impurities. *J. of App. Phys.*, 93 :1586–1597, 2003.
- [34] A. Leuliet, A. Vasanelli, A. Wade, G. Fedorov, D. Smirnov, G. Bastard, and C. Sirtori. Electron scattering spectroscopy by a high magnetic field in quantum cascade lasers. *Phys. Rev. B*, 73 :085311, 2006.
- [35] R. Ferreira and G. Bastard. Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures. *Phys. Rev. B*, 40 :1074, 1989.
- [36] Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley Interscienc (New York), 1981.
- [37] N. Pottier. *Physique statistique hors d'équilibre : Processus irréversibles linéaires*. EDP Science, 2007.
- [38] F. Luc. *Emission-capture dans les puits quantiques GaAs/AlGaAs. Application à la détection infrarouge*. PhD thesis, Université Paris 6, 1993.
- [39] E. Costard. *Optimisation et réalisation de détecteurs infrarouge à base de puits quantiques GaAs/AlGaAs*. PhD thesis, Université Paris 11, 2001.
- [40] A. Gomez, N. Péré-Laperne, L.A. de Vulchier, C. Koeniguer, A. Vasanelli, A. Nedelcu, X. Marcadet, Y. Guldner, and V. Berger. Dark current analysis of quantum cascade detectors by magnetoresistance measurements. *Phys. rev. B*, 77(8) :085307–1, 2008.