



HAL
open science

Conception de transmetteurs $1,3 \mu\text{m}$ par épitaxie sélective en phase vapeur aux organo-métalliques

Guillaume Binet

► **To cite this version:**

Guillaume Binet. Conception de transmetteurs $1,3 \mu\text{m}$ par épitaxie sélective en phase vapeur aux organo-métalliques. Optique / photonique. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2016. Français. NNT : 2016PA066524 . tel-01534734

HAL Id: tel-01534734

<https://theses.hal.science/tel-01534734>

Submitted on 8 Jun 2017

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.

UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

École Doctorale SMAER

Thèse présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Discipline : Optoélectronique

présente par :

Guillaume Binet

**Conception de transmetteurs à 1,3 μm par épitaxie sélective
en phase vapeur aux organo-métalliques**

Thèse dirigée par Jean DECOBERT et Pierre-Yves LAGRÉE

JURY :

Jose-Maria FULLANA	Président	Univ. Paris 6 - IJLRA
Jean-Christophe HARMAND	Rapporteur	CNRS-C2N
Stéphane CALVEZ	Rapporteur	CNRS-LAAS
Simon GAUTIER	Examineur	Institut Lafayette
Badr-Eddine BENKELFAT	Examineur	Institut Mines-Telecom
Pierre-Yves LAGRÉE	Directeur de Thèse	Univ. Paris 6 - IJLRA
Sophie BOUCHOULE	co-Encadrante de Thèse	CNRS-C2N
Jean DECOBERT	Responsable Industriel	III-V Lab

La patience est un arbre dont la racine est amère, et dont les fruits sont très doux.

Proverbe persan

A mon grand-père...

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein du laboratoire III-V lab sur les sites de Marcoussis et de Palaiseau. Je tiens à remercier Jean-Louis Gentner, Mohand Achouche et François Luc, administrateurs et directeur du III-V lab, pour m'avoir donné tous les moyens possibles pour effectuer mes travaux dans les meilleures conditions.

Je remercie évidemment Jean Decobert, mon encadrant au III-V lab depuis près de quatre ans, qui m'a inculqué son immense savoir sur l'épitaxie. Les excellents résultats obtenus durant cette thèse, sont le fruit de son encadrement rigoureux et de la liberté qu'il m'a laissé pour m'exprimer.

Ensuite je tiens à remercier chaleureusement Pierre-Yves Lagrée, mon directeur de thèse à l'UPMC. Sa patience et sa pédagogie, ainsi que quelques petites moqueries, ont permis de me faire progresser énormément en code et en modélisation.

Sophie Bouchoule, en tant que co-encadrante, a permis de créer une collaboration avec le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN). Elle aussi a toujours été une source de bons conseils.

Je remercie les membres du jury, Jose-Maria Fullana pour avoir présider la soutenance, Jean-Christophe Harmand et Stéphane Calvez pour avoir acceptés d'être rapporteur de ce mémoire de thèse et également Simon Gautier et Badr-Eddine Benkelfat pour avoir accepté d'être examinateurs de mon travail de thèse.

Nadine Lagay a été l'une des personnes les plus importantes de ma thèse. Elle a toujours été présente pour le soutien morale, mais aussi pour le soutien pratique. Je la remercie pour sa (presque toujours) bonne humeur et pour les nombreux moments que nous avons passé ensemble à discuter croissance, procédés de salle blanche, voyages... ainsi que les nombreuses heures passées à prendre soin du V3, notre cher bâti d'épitaxie. Elle a toujours été très motivée pour faire des plaques pour ma thèse.

Ensuite j'aimerai remercier les personnes du III-V qui sont intervenues dans mon travail. En épitaxie, je tiens à remercier Florence Martin pour sa gentillesse et les magnifiques reprises d'épitaxie qu'elle a réalisé, François Alexandre, François Lelarge le responsable de l'équipe. En salle blanche j'aimerai remercier Sophie Barbet, pour sa gentillesse et son professionnalisme, mais aussi pour m'avoir aider avec son logement lorsque j'étais stagiaire. Je remercie aussi Frédérique Pommereau pour sa grande expérience et ses petites taquineries et blagues. J'aimerai remercier Alexandre Garreau, qui m'a formé en salle

blanche et qui m'a prodigué d'excellents conseils. J'ai aussi pu passer de bons moments avec les technologues de Palaiseau que sont Bouzid Simozrag et Alexandre Larrue. Enfin j'aimerai remercier Jean-François Parret, notre excellent technicien en salle qui avait toujours la petite astuce pour que le travail soit bien fait et la petite histoire pour nous distraire.

J'aimerai aussi remercier les personnes travaillant au montage et à la mesure. Tout d'abord j'aimerai remercier Jean-Guy Provost pour sa disponibilité, son professionnalisme et sa gentillesse. Ensuite j'aimerai remercier Fabrice Blache, pour les mesures de bande passante et les discussion très intéressante que nous avons eu au sujet des hyper-fréquence ainsi que Filipe Jorge. J'aimerai remercier aussi Delphine Lanteri pour sa gentillesse et Karim Mekhazni pour l'énorme travail qu'il a fait pour moi au clivage et au montage. L'intérêt qu'il a porté pour mes composants et pour mon travail m'ont vraiment permis d'avancer. Enfin j'aimerai le remercier pour sa gentillesse. Cela a toujours été un plaisir d'aller au montage. Enfin j'aimerai remercier Nicolas Chimot pour le travail que nous avons réalisé ensemble en conception et en mesure. Il a eu une part très importante dans le travail que j'ai réalisé au cours de cette thèse. J'aimerai aussi remercier Romain Brenot et Hélène Debregeas pour leur connaissance sur les composants.

Je voulais aussi remercier particulièrement Pascale Téfaïne, la secrétaire du III-V lab. Elle a toujours été très gentille et d'une grande aide lorsqu'il a fallu réaliser des procédures administratives. Je pense aussi à Marilyne Béguet qui a été très serviable lorsque nous sommes arrivés à Palaiseau.

Enfin je tiens à remercier chaleureusement le groupe des "jeunes" de Marcoussis et de Palaiseau pour les bons moments que nous avons eu ensemble, à savoir Ronan Mettetal, Olivier Patard, Piero Gamarra, Cédric Lacam, Benjamin Saturnin, Yohann Moustapha-Rabault, Lény Baczkowski, le groupe des sportifs avec qui j'ai passé beaucoup de temps, la petite Anaëlle avec qui j'ai partagé l'épreuve du stage et de la thèse au III-V lab. Puis Virginio Midili, Peppino Primiani, Agnes Verdier, Andrzej Jankowski, Andrea Castellano, Florian Legoff, Axel Evirgen, Clément potier, Clément Gilles, Simon Ferré, Valeria Rustichelli, Marija Trajkovic, Kevin Louarn et l'ensemble des personnes avec qui j'ai passé du bon temps à l'intérieur et à l'extérieur des locaux du III-V lab.

J'espère n'avoir oublié personne et j'espère, pour en finir, remercier ma famille, mes amis et mes proches pour m'avoir soutenu pendant ces années et surtout pendant la période de rédaction.

Table des matières

Introduction	13
1 Intégration de circuits photoniques pour les télécommunications	17
1.1 Les semiconducteurs III-V	18
1.1.1 Les familles de matériaux accordées sur InP	18
1.1.2 La maille cristalline	19
1.1.3 Propriétés électroniques	20
1.1.4 Bandes d'énergie	20
1.1.5 Influence de la contrainte	22
1.2 Les multi-puits quantiques en quaternaire aluminium	24
1.2.1 La famille AlGaInAs	24
1.2.2 Les hétérostructures	26
1.2.3 Les multi-puits quantiques	26
1.3 L'intégration photonique	28
1.3.1 Principe de l'intégration photonique	28
1.3.2 L'intégration photonique sur InP	29
1.4 L'épitaxie sélective : principes et applications	32
1.4.1 Les différentes techniques d'épitaxie	32
1.4.2 Généralités sur l'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques	33
1.4.3 Principe de la croissance sélective	36
1.4.4 Application de la croissance sélective	38
1.4.5 État de l'art de la croissance sélective	40
1.5 Synthèse	41
2 La modélisation de l'épitaxie sélective	43
2.1 Le modèle de diffusion en phase vapeur	44
2.1.1 Le modèle	44
2.1.2 Application aux matériaux III-V	46
2.1.3 Les limites du modèle VPD	47
2.2 Une autre approche de la croissance sélective	48
2.2.1 Croissance sur une surface perturbée	49
2.2.2 Le calcul des coefficients de l'équation	53
2.2.3 Les effets de surface	56
2.2.4 Les termes du développement	60
2.2.5 La description globale de l'épitaxie sélective	61

2.3	Discussion	62
2.3.1	Une résolution en fonction du temps	63
2.3.2	L'application du modèle	64
2.3.3	Comparaison	65
2.4	Synthèse	67
3	Étude du matériau AlGaInAs pour la conception de sources photo-	69
	niques	
3.1	Étude des propriétés laser de matériau à multi-puits quantiques	70
3.1.1	Fabrication des échantillons	70
3.1.2	Caractérisation des lasers à contact large	72
3.1.3	Les mécanismes de pertes dans les lasers	73
3.1.4	Analyse des résultats	76
3.2	Matériau pour modulateur à électro-absorption	78
3.2.1	Principe de fonctionnement	78
3.2.2	Transitions excitoniques	78
3.2.3	L'effet Stark confiné dans les puits quantiques	79
3.2.4	Optimisation de la structure de bandes	79
3.3	Caractérisation du phénomène d'électro-absorption dans les puits quantiques	84
3.3.1	Description du montage expérimental	84
3.3.2	Étude des échantillons par photocourant	85
3.4	Synthèse	86
4	Étude expérimentale de l'épitaxie sélective	91
4.1	Optimisation du procédé de dépôt du masque diélectrique	92
4.1.1	La sélectivité du masque de diélectrique	92
4.1.2	La qualité du substrat avant l'épitaxie sélective	93
4.1.3	Étude de la photoluminescence après l'épitaxie sélective	94
4.2	Étude de l'influence de la vitesse de croissance	97
4.2.1	Le cas du phosphore d'indium	97
4.2.2	Le cas de l'arséniure de gallium	98
4.2.3	Discussion	99
4.3	Analyse par microscopie en transmission	101
4.3.1	Préparation de l'échantillon par gravure FIB	101
4.3.2	Observation par microscopie électronique en transmission	102
4.4	Analyse par diffraction de rayons X	104
4.4.1	La loi de Bragg	104
4.4.2	Détermination des épaisseurs	105
4.4.3	Diffraction de structures périodiques	107
4.5	Mesures d'échantillon par μ -diffraction X	108
4.5.1	La source de rayons X	108
4.5.2	Analyse d'échantillons SAG par μ -diffraction	109
4.6	Synthèse	113
5	Conception et réalisation de composants photoniques d'étude	117

5.1	Le guidage optique sur InP	118
5.1.1	Géométrie de guide d'onde	118
5.1.2	Propagation optique dans un guide d'onde	118
5.1.3	Les structures ruban	120
5.1.4	Les techniques d'enterrement	121
5.2	Notion de chirp	123
5.3	Le laser à modulation directe	125
5.3.1	La diode laser à réaction distribuée	125
5.3.2	Le comportement dynamique	128
5.3.3	Etat de l'art	129
5.4	Le laser à modulation externe	130
5.4.1	Principe de fonctionnement du modulateur électroabsorbant	131
5.4.2	Le comportement dynamique	131
5.4.3	L'optimisation de la conception du modulateur	132
5.4.4	Intégration laser-modulateur-adaptateur de mode par épitaxie sélective	133
5.4.5	Etat de l'art	134
5.5	Réalisation des composants	135
5.5.1	Les procédés de salle blanche	135
5.5.2	Les étapes technologiques	137
5.6	Performances	146
5.6.1	Le laser à modulation directe	146
5.6.2	Le laser à modulation externe	152
5.7	Synthèse	156
	Conclusion	159
	Bibliographie	167
	A Obtention de l'équation	181
A.1	Le paramétrage	181
A.2	La modification de la hauteur	182
	B Le cas analytique local	185
B.1	Les conditions du problème	185
B.2	La résolution du problème	186
B.3	Le calcul des termes nécessaires à la modélisation	188

Abréviations

AM	<i>Amplitude Modulation</i>
BD	dépôt balistique
BPSK	<i>Binary Phase Shift Keying</i>
CVD	<i>Chemical Vapor Deposition</i>
CWDM	<i>Coarse Wavelength Division Multiplexing</i>
DFB	<i>Distributed Feedback Laser</i>
DBR	<i>Distributed Bragg Reflector</i>
DML	<i>Directly Modulated Laser</i>
EAM	<i>ElectroAbsorption Modulator</i>
EDX	<i>Energy Dispersive X-ray</i>
EML	<i>ElectroAbsorption modulated Laser</i>
EW	Edwards-Wilkinson
FIB	<i>Focused Ion Beam</i>
FM	<i>Frequency Modulation</i>
GaAs	Arséniure de Gallium
GaN	Nitride de Gallium
GRE	<i>Growth rate enhancement</i>
GS-MBE	<i>Gas Source-Molecular Beam Epitaxy</i>
HAADF	<i>High Angle Annular Dark Field</i>
IBVA	<i>Intervalence Band Absorption</i>
ICP	<i>Inductively Coupled Plasma</i>
InP	Phosphore d'Indium
KPZ	Kardar-Parisi-Zhang
LPE	<i>Liquid Phase Epitaxy</i>
LVD	<i>Lateral Vapor-Phase Diffusion</i>
MBE	<i>Molecular Beam Epitaxy</i>
MEB	Microscopie Électronique Balayage
MMR	<i>Migration from Mask Region</i>
MOVPE	<i>Metal Organic Vapor Phase Epitaxy</i>
MQW	<i>Multi-Quantum Well</i>
nid	non intentionnellement dopé
PECVD	<i>Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition</i>
PIC	<i>Photonic Integrated Circuit</i>
PON	<i>Passive Optical Network</i>
QPSK	<i>Quantum-Confined Stark Effect</i>

QPSK	<i>Quaternary Phase Shift Keying</i>
RD	dépôt aléatoire
SCH	couche de confinement séparée
SIMS	<i>Secondary Ion Mass Spectrometry</i>
SAG	<i>Selective Area Growth</i>
SOA	<i>Semiconductor Optical Amplifier</i>
TEM	<i>Transmission Electron Microscopy</i>
TMAI	triméthylaluminium
TMGa	triméthylgallium
TMIn	triméthylindium
VPD	<i>Vapor Phase Diffusion</i>
VPE	<i>Vapor Phase Epitaxy</i>
WDM	<i>Wavelength Division Multiplexing</i>
Wo	Largeur de l'ouverture entre les masques
Wm	Largeur des masques
Wx	Dimension du domaine selon x
Wy	Dimension du domaine selon y
XRD	<i>X-ray Diffraction</i>
$\Delta E_{c,eff}$	offset de bande de conduction effectif
$\Delta E_{v,eff}$	offset de bande de valence effectif

Introduction

L'avènement de la fibre dans les années 50 et du laser dans les années 60 offrirent la possibilité de transmettre un signal optique. En 1970, Robert Maurer, Peter Schultz et Donald Keck, de la compagnie Corning Glass Work, produisirent la première fibre optique possédant une atténuation et une dispersion suffisamment faibles pour être utilisée dans les télécommunications, ce qui déclencha la révolution de ce domaine.

Aujourd'hui les systèmes de télécommunications sur fibre constituent l'ossature de l'internet haut débit et les échanges de données via la toile connaissent une croissance phénoménale, que ce soit en débit ou en nombre de connexions. En 2017, d'après Cisco nous allons entrer dans l'ère du zettabyte, c'est-à-dire que 2017 sera la première année où plus de mille milliards de milliards de bits seront échangés sur le réseau internet [1] ensuite 75 % du trafic sera au niveau métropolitain [2] qui se répercutera sur les réseaux d'accès, le niveau de l'utilisateur. Il a été estimé que la demande au niveau des réseaux d'accès allait augmenter deux fois plus vite que celle des réseaux de cœur suite à la démocratisation du quadruple play (internet haut débit, téléphonie fixe, mobile et télévision par internet) proposé par chaque opérateur aujourd'hui.

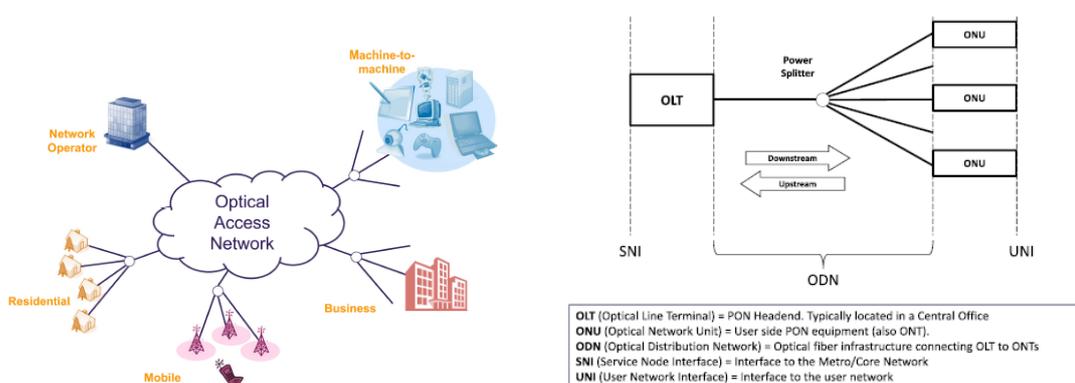


FIGURE 1 – Schéma type de réseaux d'accès du futur (gauche) et architecture PON (droite). [3]

Les réseaux optiques passifs (PON pour *passive optical network*) sont un ensemble de technologies qui constituent les réseaux d'accès. Ils offrent un avantage conséquent lorsqu'ils sont déployés dans la fibre optique, que ce soit au niveau de l'architecture du réseau, de la capacité en transmission de données et du coût [4]. Le rôle des réseaux d'accès est schématisé sur la figure 1. Une architecture PON se divise en trois parties. L'OLT (*optical line termination*) est l'équipement de transmission du fournisseur d'accès

au réseau. Ensuite l'ODN (*optical distribution network*) réalise la transmission optique vers les utilisateurs qui reçoivent le signal à l'ONU (*optical network unit*). L'architecture PON est schématisé sur la figure 1.

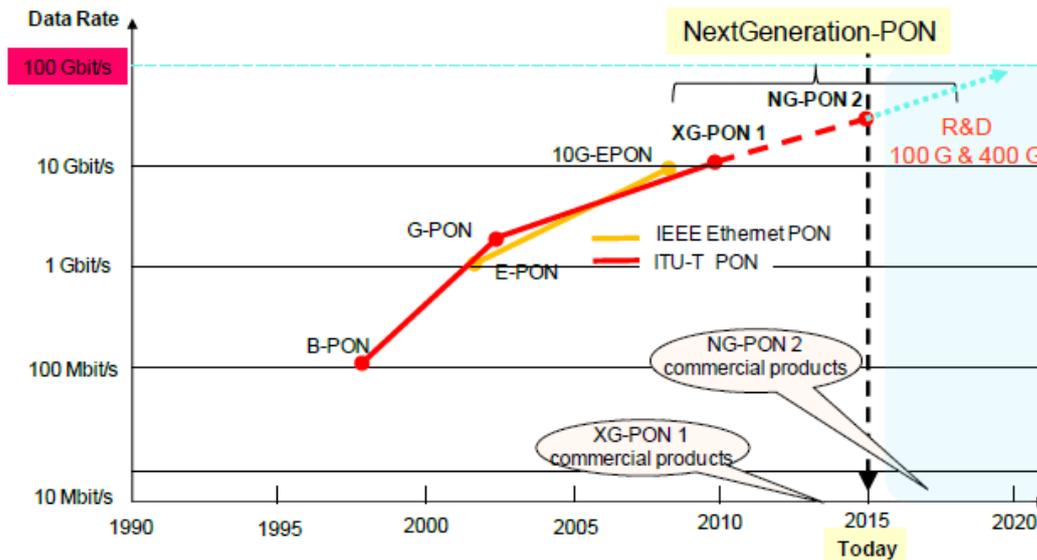


FIGURE 2 – Évolution des technologies de réseaux optiques passifs [5]

La première génération de PON est fondée sur le multiplexage en temps (TDM pour *Time Division Multiplexing*) sous deux standards : EPON (*Ethernet PON*) principalement déployé en Asie et GPON (*Gigabit PON*) en Amérique du Nord, Europe, Moyen-Orient et en Eurasie [6]. Il y a quelques différences entre ces deux standards mais globalement les débits sont équivalents, situés entre 1 et 2,5 Gbit/s en *downstream* à $1,55 \mu\text{m}$ et entre 1 et 1,2 Gbit/s en *upstream* à $1,3 \mu\text{m}$. Ces standards ont été déployés jusqu'en 2010. Puis la génération suivante NG-PON1 (*Next Generation PON 1*) a pris la suite avec les standards XG-EPON et XG-GPON. Le débit *downstream* a été amené à 10 Gbit/s et le débit *upstream* à 2,5 Gbit/s ou 10 Gbit/s selon les scénarios. Enfin le NG-PON 2, la génération en cours de déploiement depuis 2015, prévoit l'augmentation du débit *downstream* à 40 Gbit/s et le débit *upstream* à 10 Gbit/s. Cette génération utilise une technologie hybride de multiplexage en temps et en longueur d'onde (TWDM-PON pour *Time Wavelength Division Multiplexing-PON*). L'évolution des technologies du PON est présentée sur la figure 2. Le rôle des transmetteurs à $1,3 \mu\text{m}$ est donc primordial et son développement doit continuer pour atteindre les spécificités actuelles et futures des réseaux d'accès, que ce soit en termes de performances et de coût mais aussi en terme d'empreinte environnementale.

Ensuite les transmissions à $1,3 \mu\text{m}$ sont intéressantes pour d'autres applications. En effet, le développement du "cloud" et des "data centers" va nécessiter une augmentation importante du nombre d'interconnexions haut débit sur de courtes distances utilisant la fibre optique. Bien que les composants émettant à $1,55 \mu\text{m}$ soient les composants les plus utilisés dans l'industrie des télécommunications, grâce aux faibles pertes d'atténuation de la fibre optique à cette longueur d'onde, les composants émettant à $1,3 \mu\text{m}$ ont leur rôle à jouer sur des distances de transmission courtes, grâce à la faible dispersion de la fibre à

cette longueur d'onde (six fois plus faible qu'à $1,55 \mu\text{m}$). Les composants à $1,3 \mu\text{m}$ à bas coût sont les parfaits candidats pour ce type d'usage.

Enfin selon la Banque mondiale, 4,2 milliards de personnes sur la Planète n'ont pas accès à internet[7] aujourd'hui. Nous ne sommes donc qu'au début des évolutions technologiques liées au numérique.

L'objectif de ce travail de thèse est de répondre à ces problématiques.

Le premier chapitre donne quelques bases sur les semi-conducteurs III-V utilisés afin de réaliser des composants pour les télécommunications. Nous y donnons, entre autres, des informations sur les structures à multi-puits quantiques utilisant la famille de matériau AlGaInAs sur InP. Il décrit les techniques d'intégration de composants photoniques les plus utilisées. Enfin nous y présentons l'épitaxie sélective, la technique d'intégration que nous utilisons dans ce travail de thèse et faisons un état de l'art.

Le deuxième chapitre traite de la simulation numérique de l'épitaxie sélective. Nous y présentons rapidement le modèle de diffusion en phase vapeur, utilisé pour simuler l'épitaxie sélective jusque là. Ensuite nous développons notre nouvelle approche basée sur l'évolution de l'interface grâce à l'ajout de particules. Puis nous présentons une application du modèle sur une expérience. De plus nous comparons notre travail avec une modélisation existante.

Le troisième chapitre présente une étude matériau, sur l'optimisation de la structure de bandes, afin de développer des composants de type laser et modulateur à électro-absorption à $1,3 \mu\text{m}$. Des mesures de lasers larges et de photocourant sont présentées. Ce type de mesures est un préliminaire adapté afin d'estimer les propriétés de composants au niveau du matériau. Elles nous ont permis de sélectionner une structure qui est utilisée pour réaliser des composants.

Ensuite le quatrième chapitre présente une étude expérimentale de différents aspects de l'épitaxie sélective. Le procédé de dépôt du masque y est évoqué ainsi que l'influence de la vitesse de croissance sur l'épitaxie sélective. L'une des difficultés de l'épitaxie sélective concerne la caractérisation des matériaux et des structures cristallines. En effet compte tenu de la petite taille des zones à caractériser, les moyens classiques que nous utilisons pour caractériser les matériaux ne sont pas suffisants. Des mesures de microscopie électronique en transmission, réalisées au Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN), sont présentées dans ce chapitre. Elles nous ont permis de déterminer les épaisseurs de nos structures à multi-puits quantiques. Puis des mesures de micro-diffraction aux rayons X dans une zone SAG sont présentées afin de remonter aux propriétés structurales complètes.

Enfin dans le cinquième et dernier chapitre, nous décrivons la conception, la fabrication et le fonctionnement de composants de type laser à modulation directe et laser à modulation externe, utilisant un modulateur à électroabsorption, réalisés par épitaxie sélective. Les principes de fonctionnement de ces deux composants sont rappelés. Ensuite les étapes de fabrication sont détaillées. Puis nous présentons les performances obtenues pour ces composants.



Chapitre 1

Intégration de circuits photoniques pour les télécommunications

Sommaire

1.1	Les semiconducteurs III-V	18
1.1.1	Les familles de matériaux accordées sur InP	18
1.1.2	La maille cristalline	19
1.1.3	Propriétés électroniques	20
1.1.4	Bandes d'énergie	20
1.1.5	Influence de la contrainte	22
1.2	Les multi-puits quantiques en quaternaire aluminium	24
1.2.1	La famille AlGaInAs	24
1.2.2	Les hétérostructures	26
1.2.3	Les multi-puits quantiques	26
1.3	L'intégration photonique	28
1.3.1	Principe de l'intégration photonique	28
1.3.2	L'intégration photonique sur InP	29
1.4	L'épitaxie sélective : principes et applications	32
1.4.1	Les différentes techniques d'épitaxie	32
1.4.2	Généralités sur l'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques	33
1.4.3	Principe de la croissance sélective	36
1.4.4	Application de la croissance sélective	38
1.4.5	État de l'art de la croissance sélective	40
1.5	Synthèse	41

Dans ce premier chapitre nous allons aborder différents aspects liés à l'intégration photonique dans le cadre des télécommunications. Nous rappellerons, dans un premier temps, l'intérêt des semi-conducteurs III-V pour la photonique et nous donnerons quelques bases théoriques pour comprendre la suite du propos. Nous parlerons ensuite de l'utilisation que nous voulons faire de cette famille de semi-conducteur dans des multi-puits quantiques pour la photonique. Enfin nous expliquerons le principe de l'intégration en photonique et nous détaillerons le technique que nous voulons employer pour cela, l'épithaxie sélective.

1.1 Les semiconducteurs III-V

Grâce à leur propriétés électroniques et structurales, les éléments III et les éléments V de la classification périodique de Mendeleiev peuvent former, dans certaines conditions, des matériaux cristallins semiconducteurs. Ainsi des composés binaires comme le Nitrure de Gallium (GaN), l'Arséniure de Gallium (GaAs), ou le Phosphure d'Indium (InP) sont, comme une grande partie des semiconducteurs III-V, des matériaux à gap direct (figure 1.1). Cela permet donc de réaliser des sources optiques de bonne qualité au contraire des matériaux de la colonne IV comme le Silicium (Si) ou le Germanium (Ge) qui sont à gap indirect.

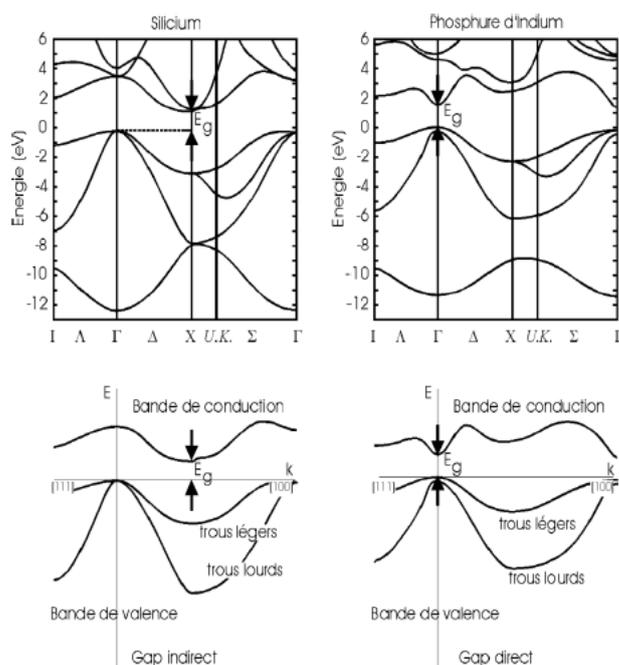


FIGURE 1.1 – Structure de bandes d'un matériau à gap indirect (Silicium) et direct (Phosphure d'Indium).

1.1.1 Les familles de matériaux accordées sur InP

La figure 1.2 représente l'énergie de bande interdite (*bandgap energy* ou *gap* en anglais) en fonction du paramètre de maille pour quelques semiconducteurs III-V. Les composés

binaires AlAs, GaAs, InAs et InP y sont notamment représentés ainsi que les familles d'alliages quaternaires InGaAsP et AlGaInAs.

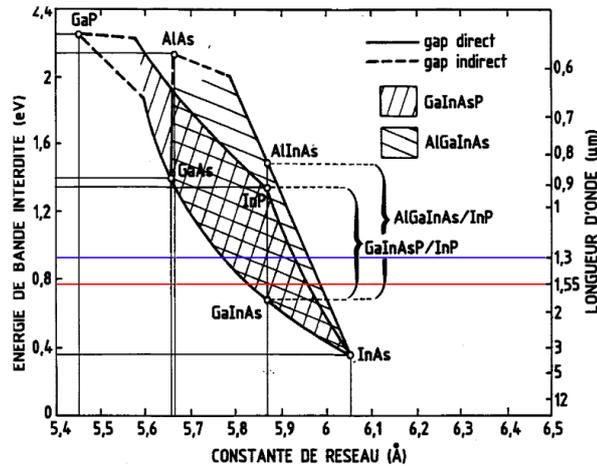


FIGURE 1.2 – Diagramme de l'énergie de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour différents semiconducteurs III-V [56].

De nombreuses énergies de gap et mailles cristallines différentes peuvent être produites à partir de matériaux III-V. Mais il faut noter que pour obtenir un matériau cristallin sans dislocation, il faut que le paramètre de maille de ce matériau soit proche de celui de son substrat. Dans le cadre de la conception d'émetteurs à $1,3 \mu\text{m}$ (zone de faible dispersion de la fibre optique), il semble que les familles de matériau quaternaires GaInAsP et AlGaInAs, déposées sur substrat InP, soient les meilleurs candidats. En effet l'InP, du fait de son grand gap de $1,35 \text{ eV}$ est transparent à $1,3 \mu\text{m}$, il est donc bien adapté pour servir de support ou protection à ces zones actives émettant à $1,3 \mu\text{m}$. De plus ces matériaux possèdent de bonnes propriétés électro-optiques et de bonnes mobilités électroniques, ce qui leur donne la possibilité de produire des composants de type lasers, modulateurs ou récepteurs optiques performants.

1.1.2 La maille cristalline

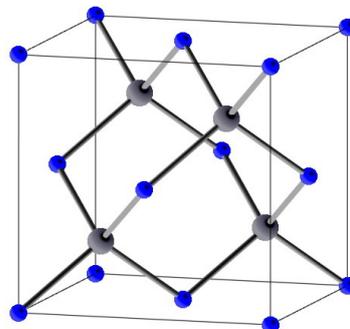


FIGURE 1.3 – Schéma de la structure cristalline. Les atomes bleus correspondent aux éléments III et les atomes gris aux éléments V.

Une structure cristalline est définie par un réseau périodique à chaque point duquel se situe un motif. Ce motif peut être un atome ou un assemblage d'atomes. De manière générale, un réseau cristallin est décrit par trois vecteurs fondamentaux $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$ et \mathbf{a}_3 et chaque motif atomique se trouve sur un point \mathbf{r}_i tel que :

$$\mathbf{r}_i = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3 \quad (1.1)$$

où les n_i sont des entiers. Dans le premier cas, on a affaire à une maille monoatomique. Le plus courant pour les semiconducteurs élémentaires comme le Silicium ou le Germanium est la structure diamant. Pour le second cas, à l'exception de certains nitrures, les matériaux III-V cristallisent selon la structure Zinc Blende (figure 1.3). Cette structure cristalline est constituée de deux sous-réseaux cubique face centrées, décalés l'un par rapport à l'autre de $a\sqrt{3}/4$ (a étant le paramètre de maille), ce qui correspond à un quart de la diagonale [111] du cube. L'un des sous-réseau contient les éléments III et l'autre les éléments V. Les plans atomiques parallèles et perpendiculaires à la direction de croissance [100] contiennent donc exclusivement des éléments III ou des éléments V. Du fait de l'électronégativité entre les éléments III et les éléments V, les liaisons atomiques sont de nature iono-covalentes.

1.1.3 Propriétés électroniques

La physique du solide permet de déterminer la structure quantique de nos cristaux semiconducteurs, c'est-à-dire l'interaction entre les électrons et le potentiel périodique d'un cristal. Une approche est celle de la *liaison forte*. Lorsque deux atomes identiques se rapprochent, les orbitales des électrons s'hybrident. Il y a levée de dégénérescence entre les niveaux d'énergie sur chaque atome et se forme deux niveaux distincts : un niveau liant et un anti-liant. L'interaction entre un nombre infini d'atomes mène à l'apparition d'un ensemble de niveaux liants formant la bande de valence et de niveaux anti-liants formants la bande de conduction.

Dans notre cas, seuls 8 électrons de valence participent à la liaison III-V : 3 électrons de l'élément III ($2s$ et $1p$) et 5 électrons de l'élément V ($2s$ et $3p$). Les électrons forment des liaisons covalentes tétraédriques sp^3 . Parmi ces 8 orbitales atomiques, quatre sont liantes et quatre sont anti-liantes. 6 électrons remplissent les orbitales p et 2 électrons occupent les orbitales s . Au centre de la zone de Brillouin (point Γ), la bande de valence est dégénérée et est en fait constitué de plusieurs bandes : la bande de trous lourds (hh *heavy hole*) et la bande de trous légers (lh *light hole*). La bande de spin-orbite (so) plus profonde est séparée de ces bandes. La figure 1.4 montre la dispersion des bandes d'énergie au voisinage du vecteur d'onde \mathbf{k} en utilisant un modèle parabolique pour un semiconducteur à gap direct.

1.1.4 Bandes d'énergie

Les propriétés électroniques du matériau sont engendrées par la structure cristallographique. Il est possible de décrire l'interaction entre les électrons et les atomes du cristal.

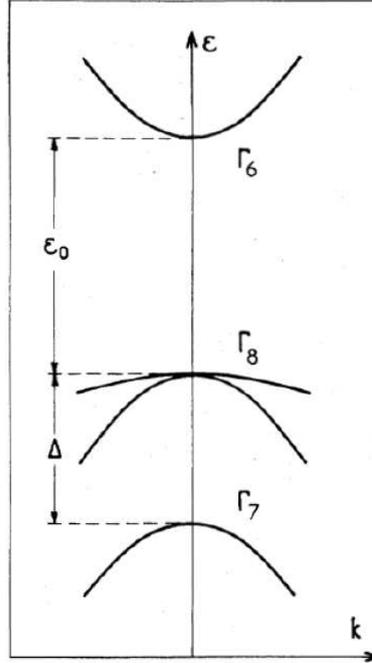


FIGURE 1.4 – Structure de bande d'un matériau III-V à gap direct au voisinage de la zone de Brillouin.[8]

La forme prise par l'hamiltonien décrivant un électron dans la structure périodique est :

$$H_{cristal} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0} + V(\mathbf{r}) \quad (1.2)$$

où $V(\mathbf{r})$, l'énergie potentielle, possède la périodicité du cristal et m_0 la masse de l'électron :

$$V(\mathbf{r}_i + \mathbf{r}) = V(\mathbf{r}), \quad (1.3)$$

et p est le moment conjugué de l'électron. La structure de bande des semiconducteurs III-V peut être décrite par la méthode $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ de Kane. Cette méthode utilise des paramètres de modélisation qui peuvent être déterminés expérimentalement. Ce modèle utilise un Hamiltonien à un électron du cristal qui prend en compte l'interaction de la bande de spin-orbite entre les différentes bandes de valence [9].

$$H_{cristal} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0} + V(\mathbf{r}) + H_{so}, \quad (1.4)$$

avec H_{so} l'énergie de spin orbite. Les fonctions propres solutions de l'équation de Schrödinger $H_{cristal}\Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r})$ sont des fonctions de Bloch :

$$\Psi_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \quad (1.5)$$

où n est l'indice de bande, \mathbf{k} le vecteur d'onde et où les fonctions $u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ présentent la périodicité du cristal, développés autour du point Γ en $\mathbf{k} = 0$:

$$u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_m c_m(\mathbf{k}) u_{m,0}(\mathbf{r}). \quad (1.6)$$

Les fonctions $u_{m,0}(\mathbf{r})$ sont solutions de l'équation de Schrödinger $H u_{m,0} = \epsilon_{m,0} u_{m,0}$. Les solutions de l'Hamiltonien 1.5 sont :

$$\epsilon = -Eg, \quad (1.7)$$

$$\epsilon(\epsilon + Eg)(\epsilon + Eg + \Delta) = \hbar^2 k^2 P^2 \left(\epsilon + Eg + \frac{2\Delta}{3} \right), \quad (1.8)$$

où $Eg = 2m_0 P^2$ est appelé paramètre de Kane et vaut environ 23 eV pour la plupart des matériaux III-V [9] et où Δ est l'écart d'énergie entre la bande de spin-orbite et la bande de trous la plus proche. Le lecteur intéressé peut se référer à la thèse de N. Dupuis[10], à l'ouvrage de G. Bastard[8] ou au papier de I. Vurgaftman[9].

1.1.5 Influence de la contrainte

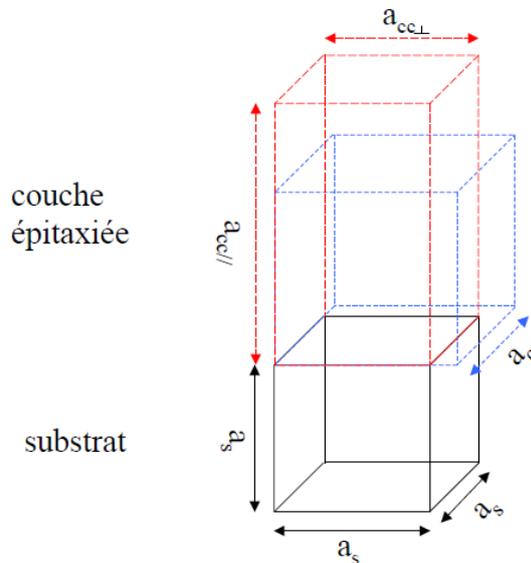


FIGURE 1.5 – Schéma de la déformation cristalline de la couche épitaxiée lors d'une croissance épitaxiale. Le cas présent est celui d'une compression biaxiale.

Lors de croissances épitaxiales de matériaux de différents paramètres de maille, on observe deux régimes : un régime contraint ou un régime relaxé. Dans le cas du régime contraint, celui qui nous intéresse, le paramètre de maille de la couche déposée s'adapte à celui de son substrat dans le plan de croissance. Le cristal se déforme élastiquement dans le plan et la direction de croissance et engendre un excès d'énergie. Au-delà d'une certaine valeur d'énergie élastique, le matériau retrouve son paramètre de maille et relaxe. Le passage d'un régime à l'autre dépend de l'épaisseur épitaxiée et de l'amplitude du

désaccord. Dans un régime de contrainte élastique, la déformation de la maille engendre une contrainte biaxiale qui peut être :

- en compression, c'est-à-dire que le paramètre de maille de la couche est supérieur à celui du substrat, il y a une compression biaxiale de la maille dans le plan de croissance et donc une augmentation du paramètre de maille dans la direction de croissance,
- en tension, c'est-à-dire que le paramètre de maille de la couche est inférieur à celui du substrat, il y a une dilation biaxiale de la maille dans le plan de croissance et donc une diminution du paramètre de maille dans la direction de croissance,

La figure 1.5 montre l'exemple d'une couche épitaxiée de paramètre a_c sur un substrat de paramètre a_s . Pour les matériaux épitaxiés dans la direction $[001]$, la contrainte en fonction du désaccord de maille s'exprime :

$$e_{xx} = e_{yy} = -\frac{a_c - a_s}{a_s} = -\frac{\Delta a}{a}. \quad (1.9)$$

Dans la direction de croissance, la déformation est donnée en fonction des coefficients d'élasticité c_{11} et c_{12} du matériau :

$$e_{zz} = -2\frac{c_{12}}{c_{11}}e_{xx} \simeq -2e_{xx}. \quad (1.10)$$

Dans le cas d'un régime contraint, pour de fortes valeurs de déformations (supérieur à 1%), au dessus d'une épaisseur critique, on peut observer l'apparition de dislocations qui sont des relaxations locales de la contrainte. Ces dernières, étant des pièges pour les porteurs, sont préjudiciables au fonctionnement de composants optoélectroniques.

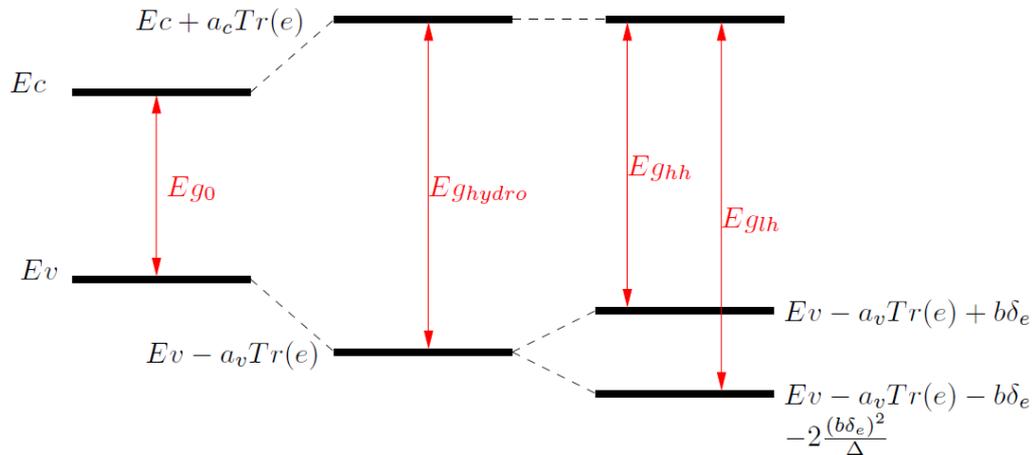


FIGURE 1.6 – Schéma des effets de la contrainte sur le gap du matériau. Le cas illustré est celui d'une compression biaxiale ($e_{zz} > 0$) [10].

L'effet de la contrainte peut être divisé en deux contributions : une contrainte biaxiale hydrostatique qui va modifier le volume du cristal et donc la valeur du gap, puis une contrainte de cisaillement qui va lever les dégénérescences de la bande de valence. Ces contributions modifient l'Hamiltonien du cristal. La contribution hydrostatique est liée à la déformation relative du cristal qui est définie de la manière suivante : $\Delta V/V = Tr(e)$, avec

$Tr(e) = e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}$ la trace de la matrice déformation et elle induit une augmentation du gap de $(a_c + a_v)Tr(e)$. Les paramètres a_c et a_v sont les potentiels de déformations empiriques de la bande de conduction et de la bande de valence. La contribution de cisaillement sépare les bandes de trous lourds et de trous légers [11].

En prenant par convention le 0 en énergie en bas de la bande de conduction, les énergie de gaps contraints sont pour les trous lourds :

$$Eg_{hh} = Eg + (a_c + a_v)Tr(e) + b\delta_e, \quad (1.11)$$

et pour les trous légers :

$$Eg_{lh} = Eg + (a_c + a_v)Tr(e) - b\delta_e - 2\frac{(b\delta_e)^2}{\Delta}, \quad (1.12)$$

comme représenté sur la figure 1.6 avec $\delta_e = e_{zz} - e_{xx}$. On peut voir que pour le cas du gap Eg_{lh} , le dernier terme est lié au couplage entre la bande trous légers et à la bande de spin-orbite. Cette équation est valable pour le cas d'une contrainte en compression. Dans le cas d'une contrainte en tension, ce terme serait dans l'équation du gap de trous lourds. Il peut aussi être ignoré pour de grandes valeurs de spin-orbite.

1.2 Les multi-puits quantiques en quaternaire aluminium

Après cette petite introduction sur la physique des semiconducteurs III-V, nous allons entrer plus en détail dans l'utilisation de ces matériaux pour nos applications.

1.2.1 La famille AlGaInAs

Le système de matériau AlGaInAs sur InP présente un intérêt pour les nouvelles générations de composants opto-électroniques à bas coût. Bien que le système de matériau InGaAsP sur InP ait été largement utilisé pour la fabrication de composants lasers à hautes performances[12, 13, 14], l'attention du monde des télécommunications s'est portée sur ce matériau pour différentes raisons. La principale est la valeur de la discontinuité des bandes de valence et de conduction à l'interface AlGaInAs/AlGaInAs. Elle est en général définie par le paramètre de Dingle Q donnée par la formule suivante :

$$Q = \frac{\Delta E_C}{\Delta E_g} \quad (1.13)$$

Pour la famille AlGaInAs, on a $Q \simeq 0,7$ alors que pour les matériaux de type InGaAsP cette valeur se trouve autour de 0,4 [15]. Cette forte valeur de Dingle est favorable à un fort confinement des électrons dans les structures à base de puits quantiques et conduit à de meilleures performances en terme de gain et de comportement en température. Ensuite le matériau AlGaInAs présente moins de recombinaison Auger[16]. Le système de matériau peut être représenté par un triangle de composition (figure 1.7).

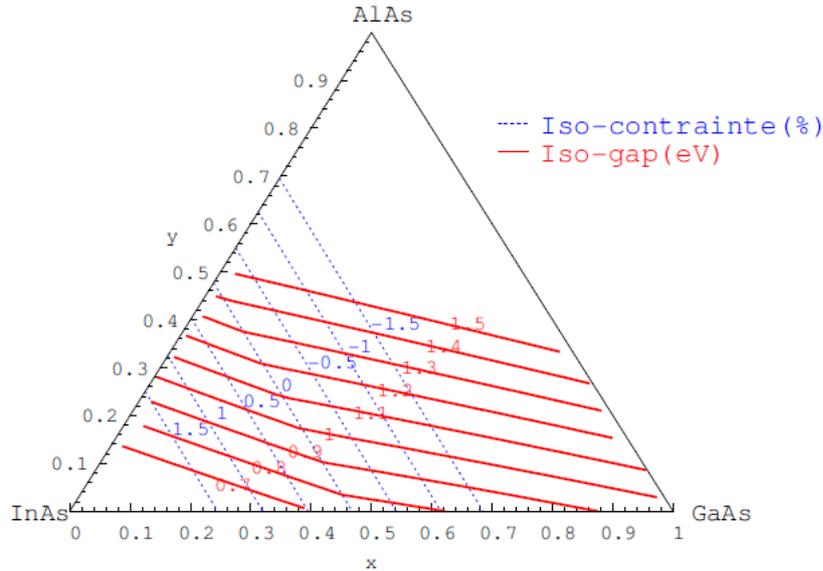


FIGURE 1.7 – Triangle de composition du système de matériau AlGaInAs avec les lignes d'iso-gap et d'iso contrainte sur InP.

Ce triangle se construit à partir des trois binaires limites AlAs, GaAs et InAs qui sont les trois représentés aux sommets du triangle. Les ternaires AlGaAs, GaInAs et AlInAs sont représentés sur les bords. Le triangle représente toutes les compositions $\text{Al}_y\text{Ga}_x\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ accessibles. Dans le système AlGaInAs sur InP, le substrat impose son paramètre de maille et induit de la contrainte au matériau. La ligne d'iso-contrainte 0% par exemple représentée en pointillés bleus sur la figure 1.7, montrent les compositions envisageables pour épitaxier des matériaux "épais" ou "bulk" sur InP. Le matériau est épitaxié à l'accord de maille sur son substrat. Les ternaires $\text{Al}_{0.477}\text{In}_{0.523}\text{As}$ et $\text{Ga}_{0.468}\text{In}_{0.532}\text{As}$ sont les limites de cette ligne et il est intéressant de noter que leur composition en Indium est proche ($\simeq 53\%$). Il existe donc une gamme de composition du quaternaire à l'accord sur InP. On le note en général $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. Ensuite on voit que les lignes représentant les iso-contraintes sont parallèles au bord représentant le ternaire AlGaAs. C'est donc la teneur en Indium qui détermine le paramètre de maille du matériau. Pour un alliage $\text{Al}_y\text{Ga}_x\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ non contraint à une température de 300K, le gap est donné par la relation suivante en eV [10] :

$$Eg(x, y) = 0,36 + 0,629x + 1,9432y + 0,4360x^2 + 0,7168y^2 + 1,1528xy, \quad (1.14)$$

Les valeurs de gap de l'alliage sont extrapolées à partir des gaps des deux ternaires accordés sur InP, $\text{Al}_{0.477}\text{In}_{0.523}\text{As}$ ($Eg = 1,45$ eV) et $\text{Ga}_{0.468}\text{In}_{0.532}\text{As}$ ($Eg = 0,75$ eV). Le terme en xy est un effet de deuxième ordre appelé terme de courbure ou de *bowing*. Il est à noter que cette relation n'est pas valable pour des alliages proches de l'AlAs car son gap devient indirect. Puis pour le ternaire $\text{Al}_y\text{In}_{1-y}\text{As}$, le gap devient indirect pour $y > 0,64$. En pratique, la croissance épitaxiale ne peut se faire que si le paramètre de maille du matériau est proche de celui du substrat.

1.2.2 Les hétérostructures

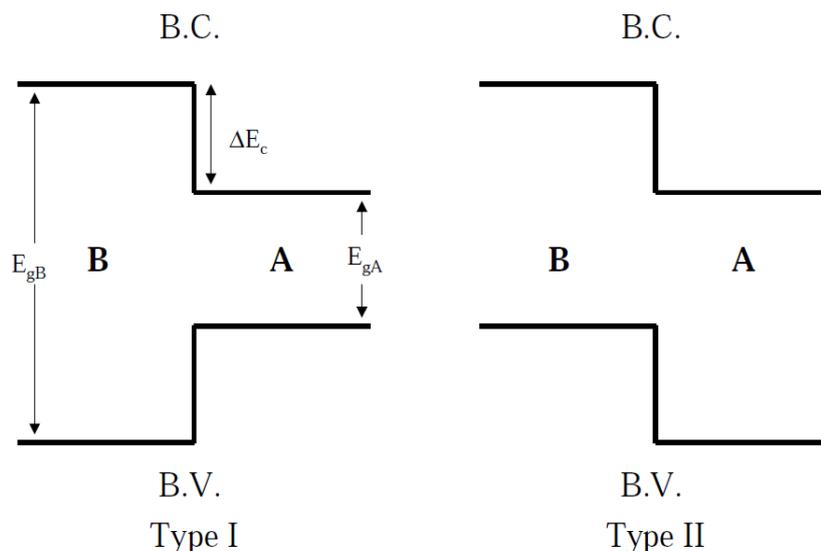


FIGURE 1.8 – Hétérojonctions de type I (gauche) et de type II (droite).

Une hétérostructure est un empilement de matériaux qui ont des propriétés semiconductrices différentes. Au niveau des interfaces entre ces matériaux, on note des discontinuités entre les bandes d'énergie qui sont dans notre cas de deux types. Une discontinuité de type I correspond à un matériau de petit gap raccordé à un matériau de grand gap où le matériau de grand gap constitue une barrière de potentiel pour les électrons et les trous. Les porteurs sont donc confinés dans le même matériau. Pour le cas d'une discontinuité de type II, l'un des matériaux confine les électrons et l'autre, les trous (figure 1.8), cette configuration de bande est typique de l'interface entre de l'AlInAs et de l'InP [17, 18].

Pour obtenir le diagramme de bande d'une hétérostructure, plusieurs méthodes existent. Une méthode semi-analytique repose sur la résolution d'une équation de dispersion [8] et l'autre numérique repose sur le formalisme des matrices de transfert [19, 20].

1.2.3 Les multi-puits quantiques

Un puits quantique est une hétérostructure qui présente deux interfaces de type I, c'est-à-dire qu'une couche à faible gap est entourée de couches de gap plus grand. C'est donc un puits de potentiel. Lorsque la couche de gap plus faible a une épaisseur inférieure à la longueur d'onde de de Broglie des porteurs, l'effet de confinement quantique a lieu. Des sous-bandes d'énergie apparaissent et l'énergie des porteurs devient discrétisée. Pour les familles de matériaux sur InP, ce confinement apparaît pour des épaisseurs inférieures à 20 nm environ.

Pour un puits quantique avec une barrière de potentiel infinie, les niveaux quantifiés peuvent être calculés d'après l'équation suivante :

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L^2} n^2, \quad (1.15)$$

avec m^* la masse effective des porteurs, L la largeur du puits et n le numéro du niveau d'énergie.

La zone active d'une diode laser est constituée d'une succession de puits quantiques qu'on appelle des multi-puits quantiques (MQW pour *multi-quantum well*). Cet empilement est intéressant car il permet un bon contrôle de la longueur d'onde d'émission mais aussi une amélioration des propriétés laser tel que le gain, le courant de seuil, la puissance de sortie, la largeur de raie, la sensibilité à la température et la fréquence de résonance.

De même, les multi-puits quantiques ne se limitent pas qu'à améliorer les performances laser. Ils forment aussi le matériaux de base des modulateurs à électro-absorption (EAM pour *electroabsorption modulator*).

Ainsi l'utilisation de multi-puits quantiques en matériau AlGaInAs a abouti à des composants optoélectroniques plus performants par rapport au quaternaire phosphore. En effet la combinaison des effets de l'AlGaInAs et du confinement quantique donnent des propriétés intéressantes :

- un plus fort confinement des électrons dans les puits[15],
- une barrière de potentiel plus faible pour les trous limitant le surplus de porteurs ou pile-up[21],
- un meilleur gain différentiel[15],
- un meilleur overlap des fonctions d'onde des électrons et des trous,
- un seul élément V ce qui facilitera la croissance de couches minces avec des interfaces abruptes,
- un exciton fort à température ambiante facilitée[22],
- une bonne stabilité en température[24],
- un seuil d'émission laser plus bas[15].

Ces propriétés rendent possibles la fabrication de composants émetteurs à $1,3 \mu\text{m}$ performants.

1.3 L'intégration photonique

1.3.1 Principe de l'intégration photonique

Le développement des circuits intégrés électroniques a été la source des révolutions technologiques du 20^{ème} siècle.

Le 23 décembre 1947, les américains John Bardeen, William Shockley et Walter Brattain, des Bell Labs d'AT&T inventèrent le premier transistor. Le développement du transistor s'accéléra et des puces utilisant un seul transistor furent fabriquées. Cependant les rendements de fabrication étant faibles, il était fortement probable que le transistor ne fonctionne pas. Pour pallier à ce problème et augmenter les rendements, l'idée adoptée fut d'augmenter le nombre de transistors par puce. Ainsi en 1954, Jack Kilby, ingénieur chez Texas Instrument, fabriqua la première puce faites de quatre transistors et donc le premier circuit intégré. Six mois plus tard Robert Noyce, de Fairchild Semiconductor et qui fut plus tard co-fondateur de Intel avec Gordon Moore, développa le premier circuit intégré en silicium[25].

Depuis 1954, le nombre de transistors par puce a doublé tous les deux ans, comme l'avait prédit Gordon Moore dans sa loi. Ce sont des circuits de ce type qui ont révolutionné l'électronique et qui ont permit le développement de l'informatique tel que nous la connaissons aujourd'hui. Ces circuits présentent de meilleures performances, un plus grand nombre de fonctionnalités et des coûts de fabrication plus faibles. Ainsi en 2012, l'industrie des circuits intégrés représentait un chiffre d'affaires de plusieurs centaines de milliards de dollars[26].

En optoélectronique, la majorité des systèmes télécoms est constitué de composants discrets ayant une seule fonction, qu'on interconnecte pour réaliser une fonction plus complexe. Ainsi chaque composant est monté dans son propre module, avec son alimentation et son refroidissement propre. Cela engendre des systèmes encombrants, énergivores et couteux, qui souffrent de pertes optiques suites au couplage et aux interconnexions entre les différents composants.

L'intégration de circuits photoniques vise donc le même objectif que celle de l'électronique. Elle a pour but d'intégrer plusieurs fonctions optiques sur un même circuit. On parle de circuit intégré photonique (PIC pour *Photonic Integrated Circuit*). Ce concept de PIC fut introduit par Stewart E. Miller, chercheur aux Bell Labs, en 1969[27]. Il consiste à intégrer les différentes fonctions optiques monolithiquement sur un même substrat ce qui permet l'utilisation d'un seul boîtier avec un unique refroidissement. L'encombrement du système est plus faible, l'énergie nécessaire à son fonctionnement est réduite, les pertes de couplage optique diminuent ainsi que le coût de fabrication du composant. Cependant dans le domaine de la photonique la croissance n'a pas été aussi forte que dans la microélectronique[28].

On peut distinguer plusieurs type d'intégration photonique. Il y a entre autres la

photonique sur silicium qui consiste à intégrer sur une même puce des composants de microélectronique en Silicium et des matériaux III-V pour leur propriétés optiques. C'est un domaine de recherche en plein essor actuellement[29, 30, 31]. On peut aussi citer l'intégration photonique à base de cristaux ioniques comme le Niobate de Lithium (LiNbO_3)[32] et enfin l'intégration monolithique de circuits à base de semi-conducteurs III-V, principalement sur InP. Ainsi des circuits de plus en plus complexes voient le jour, des intégrations monolithiques de plusieurs dizaines de fonctions optiques ont été démontrées. Les publications de la société Infinera[33, 34], spécialisée dans le domaine des PICs sur InP donnent un bon aperçu de ce qui peut se faire au niveau industriel. De même, des composants intégrant un grand nombre de fonctions optiques, utilisant des formats de modulation complexe ont donné d'excellents résultats au sein du III-V lab[35, 36, 37].

1.3.2 L'intégration photonique sur InP

Les composants actifs ou passifs qui constituent un PIC sont de nature différente. Les composants actifs (laser, modulateur, amplificateur) sont en général des milieux à gain alors que les composants passifs (coupleur, filtre, adaptateur de mode...) sont des milieux transparents. Ces différents composants utilisent des matériaux ayant des compositions et des épaisseurs différentes pour que les gaps soient ajustés à la fonction que les composants vont effectuer.

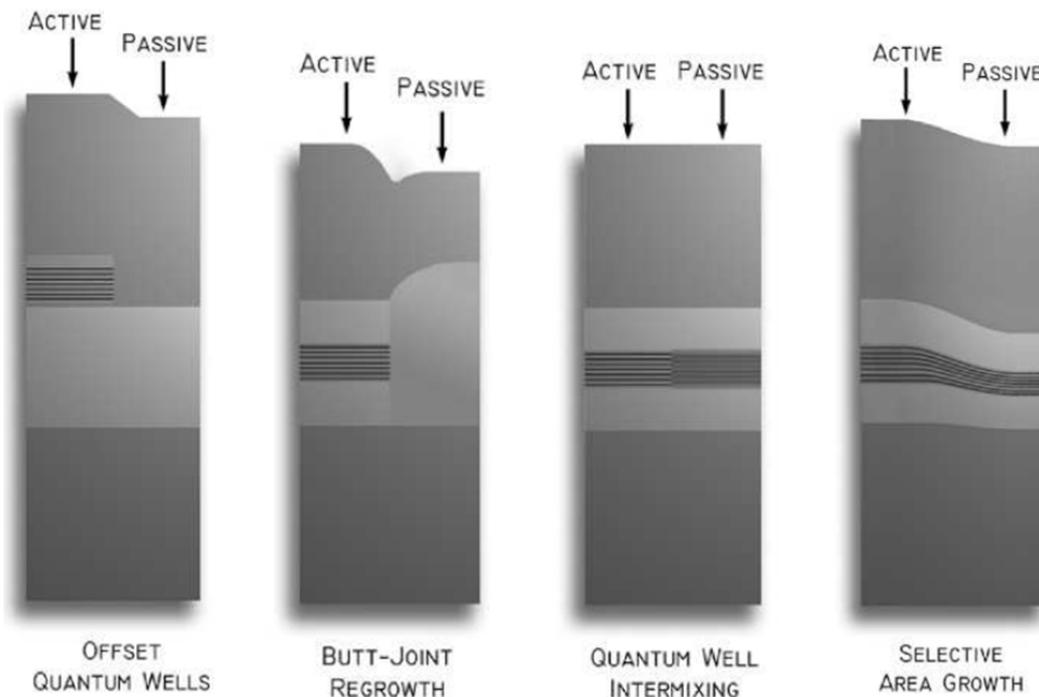


FIGURE 1.9 – Différentes techniques d'intégration photonique sur matériau III-V vues en coupe d'après la référence [38].

Il existe plusieurs techniques d'intégration monolithique sur InP [38] dont quatre principales représentées sur la figure 1.9 : la technique par recroissance bout à bout

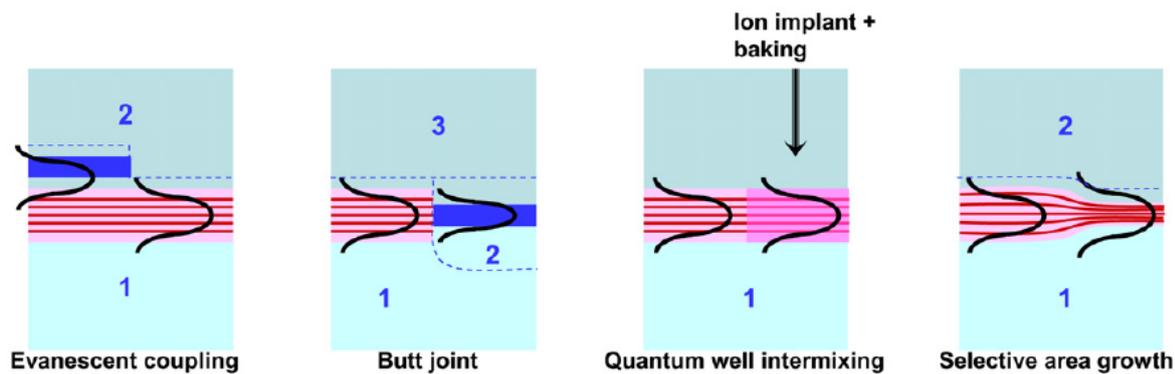


FIGURE 1.10 – Effet de l'intégration photonique sur le mode optique [39].

(*butt-joint regrowth*), l'épitaxie sélective (*selective area growth*), le décalage de puits quantiques (*offset quantum wells*) et l'interdiffusion de puits quantiques (*quantum well intermixing*).

Dans le cas de la technique par recroissance bout à bout, il est nécessaire d'effectuer plusieurs étapes d'épitaxie et de gravures sélectives afin de réaliser l'intégration. Une première épitaxie définit une zone active. Ensuite une gravure sélective va localement graver le matériau. Une deuxième épitaxie va pouvoir être réalisée dans ces ouvertures afin de définir une nouvelle section active ou passive. L'intérêt de cette technique est qu'il est possible d'optimiser les différentes sections indépendamment. Ensuite elle permet d'obtenir des transitions très abruptes entre les sections, lorsque l'interface est bien définie. Mais quelques inconvénients subsistent, en effet chaque nouveau matériau actif ou passif nécessite de nouvelles étapes technologiques et une reprise d'épitaxie, ce qui limite la complexité du composant. En général le nombre de sections intégrables se limite à deux. Ensuite une difficulté est de contrôler précisément la profondeur de gravure afin d'aligner les sections pour éviter les pertes optiques. Pour la même raison, la vitesse de croissance de la reprise doit être contrôlée avec précision. Enfin la qualité de l'interface peut être source de réflexions parasites [40, 41]. C'est une technique qui peut être utilisée en épitaxie par jet moléculaire (MBE *molecular beam epitaxy*) [42] ou par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE *metalorganic vapour phase epitaxy*) [21].

Le décalage de puits quantiques (*offset quantum well*) est une méthode proche de la technique de couplage bout à bout. Elle consiste à faire croître les différentes zones actives et/ou passives les unes sur les autres en les séparant par une couche d'InP. En général la première zone est un matériau massif qui sert de zone passive sur lequel on fait croître un empilement de puits quantiques. La technique consiste à graver sélectivement la zone supérieure à certains endroits de la plaque en s'arrêtant sur la couche d'InP. L'avantage de cette technique réside dans le fait que les zones peuvent être optimisées séparément comme pour le butt-joint et elle est plus simple à réaliser car il n'y a pas de problème d'interface à gérer. Ensuite du point de vue optique, le mode est dans un premier temps confiné dans la structure supérieure, puis se couple de façon évanescente dans la structure inférieure (figure 1.10). Le désavantage de cette technique est qu'elle est limitée dans le

nombre de gaps intégrés. Elle n'est pas compatible avec la fabrication de composants complexes sur InP. Néanmoins les réalisations de composants sont multiples. On peut prendre l'exemple d'un laser à miroirs de Bragg (DBR *distributed Bragg reflector*) intégré avec un modulateur électro-absorbant (EAM) [43]. Ce qui fait qu'en général le nombre de zones intégrées se limite à deux aussi. Cette technique est surtout utilisée pour réaliser des lasers avec adaptateur de mode par couplage évanescent [44]. Mais ils existent d'autres types de composants plus complexes. On peut prendre l'exemple de l'équipe de Masanovic à l'université de Santa Barbara (UCSB), qui a développé un laser DBR intégré avec des amplificateurs optiques à semiconducteurs (SOA *semiconductor optical amplifier*) pour réaliser un convertisseur de longueur d'onde [45].

Enfin cette technique est très utilisée dans l'intégration de matériaux III-V sur silicium où le matériau III-V sert de matériau actif et le silicium de passif. C'est, aujourd'hui cette technologie qui utilise cette technique d'intégration en photonique [31, 46].

L'interdiffusion de puits quantiques (*quantum well intermixing*) est une méthode d'intégration qui permet de définir plusieurs gaps sur un même wafer. Elle repose sur la nature métastable des gradients de composition au niveau des interfaces puits/barrières. Un apport d'énergie thermique permet aux atomes d'interdiffuser, ce qui modifie les compositions et donc la forme et la hauteur des puits de potentiel. Cela décale le gap vers des énergies plus hautes, donc moins absorbantes ce qui est intéressant pour l'intégration en optoélectronique.

Il existe plusieurs procédés pour réaliser l'interdiffusion [47]. Par exemple la technique d'interdiffusion induite par photoabsorption utilise une irradiation laser absorbée par les puits quantiques qui va chauffer certaines zones de la plaque [48]. Cette méthode est simple à mettre en oeuvre mais souffre d'une résolution spatiale insuffisante [38].

Un autre procédé est la technique d'interdiffusion par implantation ionique. Elle va générer des lacunes qui vont diffuser, grâce à un recuit à haute température (600 - 700 °C), jusqu'aux puits quantiques et qui va provoquer l'interdiffusion des atomes des puits et des barrières [49]. Cette méthode a l'avantage d'avoir une grande résolution spatiale et elle donne la possibilité de modifier le décalage de gap en jouant sur certains paramètres comme la température et la durée de l'implantation ou du recuit et la densité d'énergie des ions implantés. L'université de Santa Barbara en Californie (UCSB) a obtenu d'excellents résultats grâce à l'implantation ionique. La démonstration de l'intégration d'un laser accordable intégré avec un EAM a été faite [50] ainsi que celle d'un laser DBR avec un EAM et un SOA [38]. On trouve aussi l'exemple d'un convertisseur de longueur d'onde comprenant une partie de réception et une partie de transmission intégrant des sections DBR, EAM et SOA [51].

Enfin l'épitaxie sélective (SAG *selective area growth*) est l'approche qui sera développée tout au long de ce manuscrit et qui a été utilisée pour l'intégration photonique dans le cadre de ce travail. Elle utilise les propriétés de la MOVPE. Cette technique présente plusieurs avantages, elle permet de définir plusieurs zones actives et de gaps différents en une seule épitaxie, ce qui limite le nombre d'étapes technologiques nécessaires à la réalisation d'un

composant. Ensuite cette technique permet d'avoir des transitions progressives (figure 1.10) entre les composants ce qui limite fortement les réflexions parasites et permet de réaliser facilement des adaptateurs de mode optique.

L'inconvénient principal de cette technique est qu'elle ne permet pas d'optimiser indépendamment le gap et le confinement optique des différentes sections. Une autre difficulté est le développement d'outils performants de simulation qui sont indispensables afin de concevoir les différentes sections. Au sein du III-V Lab, cette technique a fait l'objet de nombreux travaux [52] notamment lors des thèses de N. Dupuis [10] et R. Guillamet [53]. Durant cette thèse nous avons utilisé l'épitaxie sélective pour intégrer un laser DFB et un EAM à $1,3 \mu\text{m}$. L'état de l'art ainsi que les principes qui régissent la SAG et une technique de modélisation seront présentés dans ce manuscrit.

1.4 L'épitaxie sélective : principes et applications

L'épitaxie sélective permet donc de réaliser l'intégration de composants complexes. C'est une technique qui, dans le cas de l'intégration de composants optoélectroniques sur InP, s'effectue par MOVPE. Nous rappellerons donc dans cette partie le principe de la MOVPE, puis nous développerons les principes qui régissent la SAG.

1.4.1 Les différentes techniques d'épitaxie

Que ce soit dans le monde de la microélectronique ou dans celui de l'optoélectronique, l'obtention de composants de haute performance n'a été possible qu'à partir du moment où la fabrication de matériaux de qualité a été possible. L'épitaxie est la technique qui permet d'obtenir ce type de matériaux.

L'épitaxie, du grec "*épi*" qui signifie "sur" et "*taxis*" qui signifie "arrangement" consiste à faire croître un matériau parfaitement cristallin sur un substrat monocristallin. Les substrats peuvent être obtenus massivement par des méthodes de "tirage" qui consistent à faire fondre une charge de matériau polycristallin et à faire recristalliser suivant la structure cristalline d'un germe monocristallin (procédé Czochralski). Le substrat constitue le support sur lequel un matériau va être déposé selon la même orientation cristalline. On peut distinguer l'homoépitaxie qui consiste à faire croître un matériau de même nature que le substrat à l'hétéroépitaxie où le matériau épitaxié n'a pas la même composition chimique.

Il existe différentes techniques de croissance. Leurs avantages et inconvénients sont bien documentés dans la littérature [54, 55, 56, 57, 58]. Nous rappellerons seulement les grandes familles :

- l'épitaxie en phase liquide (LPE *liquid phase epitaxy*) est une méthode de croissance à l'équilibre thermodynamique qui date du début des années 60. Le précurseur est

un liquide sursaturé avec les éléments qui doivent être déposés. Lorsque le liquide est en contact avec le substrat, la température du système est abaissée, ce qui diminue la solubilité du soluté et provoque la précipitation d'un solide sur le substrat. La LPE permet d'obtenir des matériaux de bonne qualité cristalline. Ensuite les vitesses de croissance sont importantes ($\simeq 1 \mu\text{m}/\text{min}$). La LPE trouve donc des applications dans le dépôt de couches épaisses ($> 5 \mu\text{m}$).

- L'épitaxie par jets moléculaires (MBE *molecular beam epitaxy*) est une technique sous ultra-vide ($\simeq 10^{-10}$ Torr) qui résulte de l'interaction de jets atomiques ou moléculaires sur un substrat chauffé. Le principe de la croissance est basé sur l'évaporation des précurseurs solides sous vide, dont le flux est contrôlé par chauffage. Comme le libre parcours moyen sous ultra-vide est supérieur à la distance source/substrat, il n'y a pas d'interaction entre les éléments. Cette technique permet d'obtenir un matériau d'excellente qualité cristalline ainsi que des interfaces très abruptes. Au III-V lab les bâtis de MBE utilisés pour les croissances sur InP, emploient des éléments V gazeux. Dans ce cas on parle d'épitaxie par jets moléculaires de sources gazeuses (GS-MBE *gas-source molecular beam epitaxy*).
- L'épitaxie en phase vapeur (VPE *vapor phase epitaxy*). La VPE définit les techniques d'épitaxie où les précurseurs transportés sont en phase gazeuse. Elle se divise en trois catégories selon le type de précurseurs utilisé : il y a l'épitaxie en phase vapeur aux hydrures (HVPE), l'épitaxie en phase vapeur aux chlorures (Cl-VPE), enfin l'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques (MOVPE) qui sera développée plus en profondeur.

1.4.2 Généralités sur l'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques

L'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques (MOVPE *metal-organic vapor phase epitaxy*) qu'on peut aussi retrouver sous le nom de dépôt chimique en phase vapeur aux organo-métalliques (MOCVD *metal-organic chemical vapor deposition*) est donc une technique d'épitaxie en phase gazeuse. Les termes dépôt chimique en phase vapeur (CVD) désigne en général un procédé de croissance de couche mince. Comme dans notre cas nous étudions les dépôts cristallins, nous utiliserons le terme MOVPE. Le développement de la MOVPE a commencé avec le travail de Manasevit [59] à la fin des années 60.

La MOVPE repose sur le transport de gaz précurseurs, fortement dilués dans un gaz vecteur, le dihydrogène dans notre cas, jusqu'à un substrat chauffé à haute température (entre 500 et 700 °C pour les matériaux sur InP). Les précurseurs d'éléments III sont des molécules organo-métalliques composés d'un atome métallique lié à un ou plusieurs radicaux organiques alkyls $(\text{C}_n\text{H}_{2n+1})_x$. A température ambiante, ces métaux-organiques sont liquides ou solides et leurs tensions de vapeur varient entre 0,1 et 100 Torr. Au III-V lab, les sources utilisées sont de type triméthyl $(\text{CH}_3)_3$: triméthylgallium (TMGa),

triméthylaluminium (TMAI) et triméthylindium (TMIn). En effet ce sont des sources plus stables grâce à un nombre plus faible de liaisons carbone [54]. De plus elles ont une grande pression de vapeur, ce qui permet de les avoir sous forme liquide (ou solide pour le TMIn) à température ambiante et qui peut faciliter leur utilisation. Les organo-métalliques sont stockés dans des bulleurs immergés dans des bains thermostatés. Le gaz vecteur passe par les bulleurs pour "transporter" les organo-métalliques. Les bulleurs sont équipés de deux tubes métalliques, l'un plongeant dans le liquide ou solide et l'autre dans la phase gazeuse. Le gaz vecteur est injecté dans le tube plongé et entraîne la vapeur présente dans la partie haute du bulleur où baigne le second tube (figure 1.11). Afin de contrôler le débit de précurseur qui quitte le bulleur, on règle sa température et sa pression.

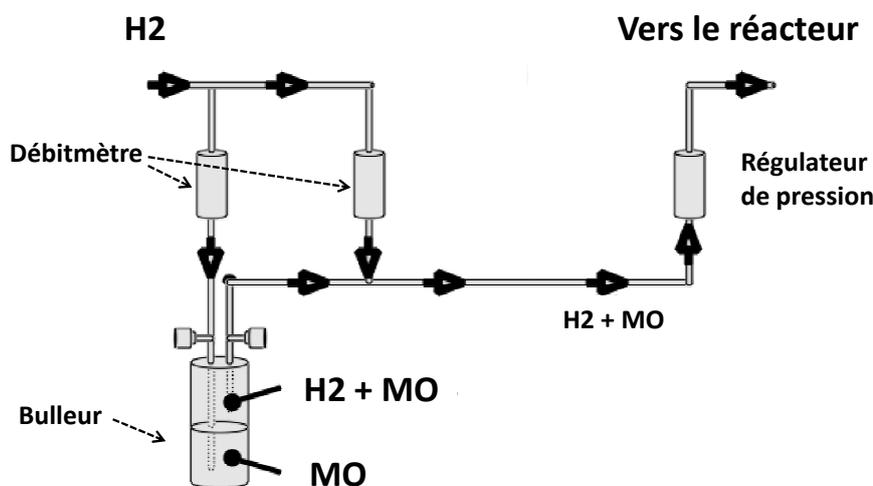


FIGURE 1.11 – Schéma de principe d'une source organo-métallique avec le bulleur, les régulateurs de débit source et push ainsi que le régulateur de pression.

Les précurseurs d'éléments V sont des hydrures (AsH_3 , PH_3), des gaz stockés sous pression. Ils sont le type de sources historiques d'éléments V principalement grâce à leur grande pureté et à leur faible contamination en carbone et oxygène. Cependant leur grande dangerosité et la recherche de matériaux plus purs favorisent le développement de composés alternatifs de type tertio-butyl ($(CH_3)_3C$). Lors de la croissance ils sont aussi "transportés" par un gaz vecteur.

Lorsque les précurseurs atteignent le réacteur, ils se décomposent par pyrolyse. Les éléments V sont introduit en excès par rapport aux éléments III du fait de leur grande instabilité en phase solide aux températures de croissance, ce qui permet de compenser leur désorption. La cinétique de croissance est donc contrôlée par les éléments III.

Il existe des configurations différentes de réacteur. En général la chambre d'un réacteur est constituée d'un suscepteur sur lequel repose le ou les substrats. Dans les réacteurs

verticaux, les gaz arrivent par le haut, perpendiculairement à la surface du substrat. Un certain nombre de réacteurs commerciaux actuels utilisent cette approche ("*Close Coupled Showerhead*" chez Aixtron et "*Turbodisk*" chez Veeco). Enfin le réacteur utilisé pour ce travail de thèse est un réacteur d'étude à géométrie horizontale (figure 1.12).

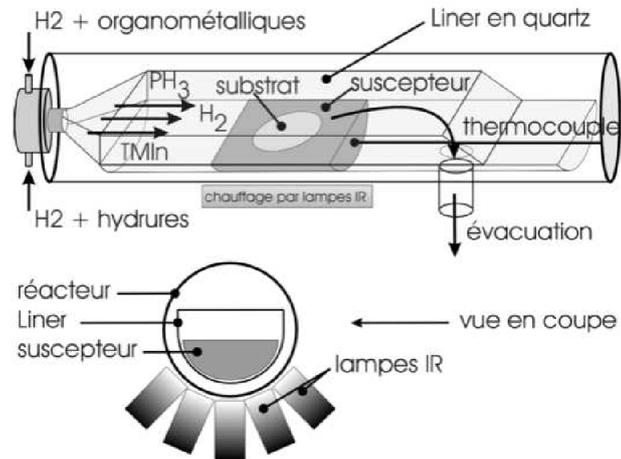


FIGURE 1.12 – Schéma de principe de réacteur AIX200/4.

1.4.3 Principe de la croissance sélective

L'épitaxie sélective (SAG *selective area growth*) est une croissance par MOVPE sur un substrat partiellement masqué par une fine couche de diélectrique (la silice, SiO_2 dans notre cas). Comme la silice est amorphe, les précurseurs de croissance ne peuvent cristalliser à sa surface. Ils migrent et se déposent au voisinage du masque ce qui augmente localement la vitesse de croissance. On discrimine deux régimes de diffusion des précurseurs : la diffusion en phase vapeur et la diffusion de surface. La figure 1.13 schématise simplement ces procédés.

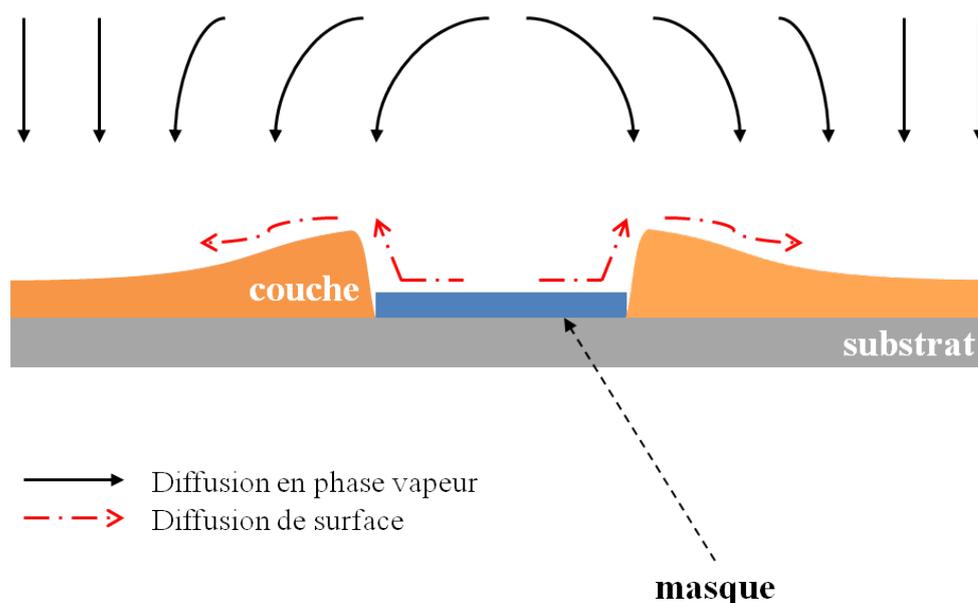


FIGURE 1.13 – Schéma de principe de l'épitaxie sélective vu en coupe transversale.

L'épaisseur du matériau déposé près du masque est donc plus grande que celle loin du masque. De plus comme nous le verrons dans le chapitre 2, pour les alliages ternaires et quaternaires, la modification de l'épaisseur s'accompagne d'une modification de la composition du matériau. Ces phénomènes sont très importants dans le cas de matériaux à puits quantiques où ces évolutions d'épaisseurs et de compositions entraînent de fortes variations d'énergie de transition.

A partir des lois de conservation de la masse et en considérant des phénomènes de diffusion en phase vapeur, de migration à la surface et de relaxation, dû à la perturbation de la surface, il est possible de déterminer le profil d'épaisseur et de composition d'un alliage¹. Il est à noter que les phénomènes autres que la diffusion en phase vapeur sont des phénomènes à courte portée et se manifestent au proche voisinage des masques. Typiquement, dans nos conditions de croissance, pour une distance supérieure à $5 \mu\text{m}$ du masque diélectrique, la diffusion en phase vapeur est prépondérante.

1. La modélisation ainsi que ses paramètres principaux seront développés en détail dans le chapitre 2

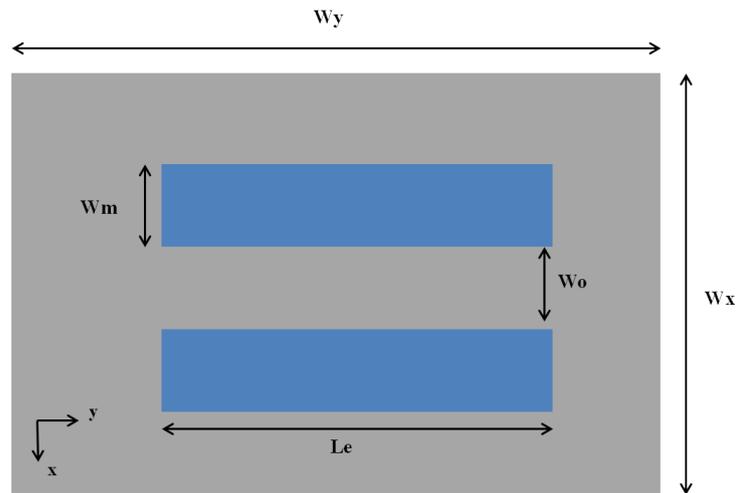


FIGURE 1.14 – Schéma d'une vue de dessus d'un masque SAG composé de 2 bandes de diélectrique symétriques.

Ensuite pour la fabrication de PIC, les composants unitaires se situent le long d'un guide d'onde. Ainsi les masques d'épitaxie sélective sont souvent constitués de deux bandes de diélectrique symétrique de largeur w_m , de longueur l_e et séparés par une ouverture w_o (figure 1.14). Le repère xy est choisi afin de prendre l'axe z comme axe de croissance du matériau. On les place de part et d'autre de la zone où le guide sera fabriqué.

La géométrie du masque est donc importante car elle va gérer la prépondérance des phénomènes les uns par rapport aux autres. En effet si w_m et w_o sont du même ordre de grandeur que les phénomènes à courte distance, le profil d'épaisseur est très différent par rapport (figure 1.15) à un profil où la diffusion en phase vapeur est prépondérante (figure 1.16).

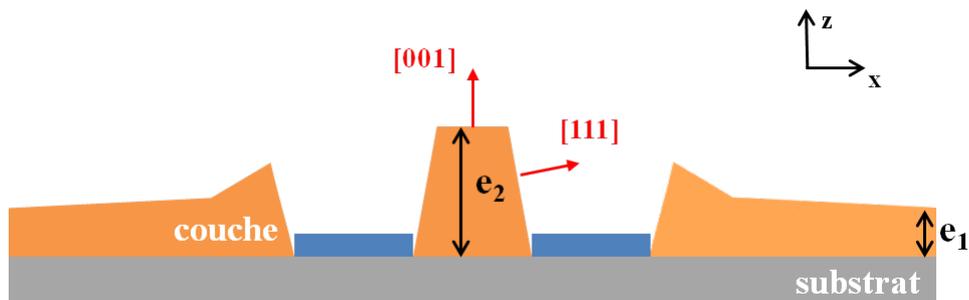


FIGURE 1.15 – Schéma d'un profil d'épaisseur avec prédominance des phénomènes à courte distance en coupe transversale.

Dans le cas où les phénomènes à courte distance prédominent, la migration de surface fait apparaître une croissance anisotrope selon deux directions cristallographiques préférentielles $[111]$ et $[001]$, que nous pouvons voir sur la figure 1.15. L'épaisseur déposée par rapport à une zone "éloignée" des masques est plus importante. Cette zone éloignée des masques est la zone de référence (ou "field" dans la littérature). Pour caractériser ces surcroissances, on définit le ratio d'épaisseur R par un ratio entre l'épaisseur $e(x, y)$, l'épaisseur du matériau

au point de coordonnées (x, y) et l'épaisseur de référence e_{ref} . Le ratio R (GRE *growth rate enhancement* en anglais) est donc donné par la relation :

$$R(x, y) = \frac{e(x, y)}{e_{ref}}, \quad (1.16)$$

Comme on s'intéresse en général aux variations d'épaisseur au niveau du guide d'onde, c'est-à-dire celles au niveau des composants optoélectroniques, on utilise le ratio d'épaisseur R_0 au point $(0,0)$ c'est à dire au centre du domaine comme présenté sur la figure 1.15. Il est défini par :

$$R_0 = \frac{e_2}{e_1}, \quad (1.17)$$

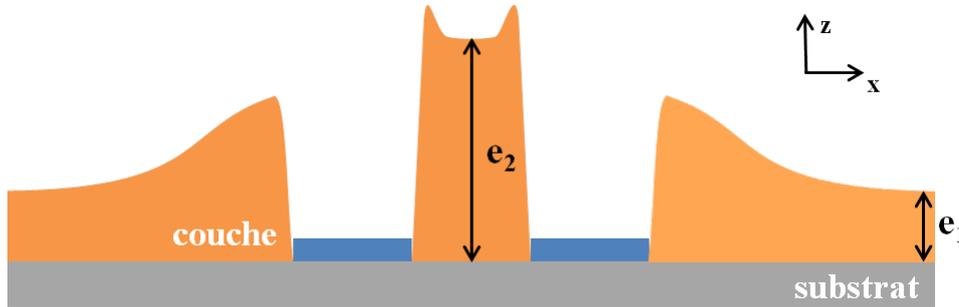


FIGURE 1.16 – Schéma d'un profil d'épaisseur avec prédominance de la diffusion en phase vapeur en coupe transversale.

Dans le cas où la diffusion en phase vapeur prédomine (figure 1.16), W_m et W_o sont grands par rapport aux dimensions des phénomènes à courte distance. Typiquement les masques que nous utilisons sont ouverts d'au moins $20 \mu\text{m}$ et ont des largeurs supérieures à $10 \mu\text{m}$. Utiliser un système où la diffusion en phase vapeur est prépondérante est très pratique car il n'y a qu'un seul paramètre ajustable appelé la longueur de diffusion. Il est différent pour chaque précurseur et doit être déterminé expérimentalement au préalable.

Au sein du III-V lab, les études précédentes de l'épitaxie sélective [10, 53] se sont surtout focalisées sur la modélisation et la caractérisation de la diffusion en phase vapeur, qui est le régime prépondérant de notre plateforme d'intégration. Cependant dans le but d'intégrer et de rapprocher un plus grand nombre de fonctions, l'influence de phénomènes à courte distance doit être prise en compte.

1.4.4 Application de la croissance sélective

Nous allons donc voir maintenant quelques réalisations d'intégration photonique par épitaxie sélective. Nous venons de voir qu'il est possible d'utiliser les variations d'épaisseur de la croissance sélective pour intégrer des composants. Il existe deux approches d'intégration photonique utilisant l'épitaxie sélective.

1.4.4.1 La narrowstripe SAG

Ce sont principalement les équipes de la NEC au Japon qui ont développé une approche autour d'une géométrie où les effets à courtes distances prédominent. Ils utilisent des masques où l'ouverture Wo définit directement la taille du ruban [60, 61]. Ce type d'épitaxie sélective s'appelle *Narrowstripe SAG*. Cette méthode simplifie grandement le processus de fabrication car aucune gravure n'est nécessaire. Mais elle est difficilement reproductible car elle dépend fortement des paramètres de fabrication du masque. L'ouverture des masques doit être précise et les marges de manœuvre sur la largeur du ruban sont faibles. Enfin la modélisation de ce genre de phénomènes est difficile.

1.4.4.2 L'utilisation de l'approche classique

L'approche choisie au laboratoire est donc un système où la diffusion en phase vapeur prédomine. Au III-V lab, des composants intégrant des sections laser DFB, EAM et SOA, ont été démontrés par épitaxie sélective.

Un composant pour la transmission WDM (*Wavelength Divison Multiplexing*) a été fabriqué. Il intègre quatre canaux semblables dont les longueurs d'onde sont séparées de 20 nm entre 1510 et 1570 nm. Chaque canal est composé d'une photodiode PIN, d'un laser DFB et d'un EAM. Ensuite les différents canaux sont regroupés en un seul guide. Le masque SAG du composant ainsi que les simulations de la longueur d'onde de photoluminescence sont montrés en figure 1.17.

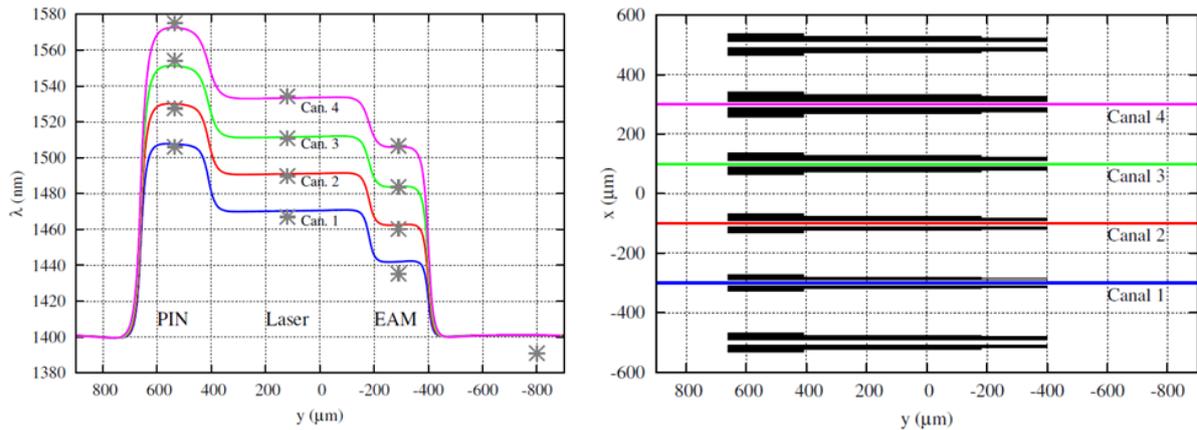


FIGURE 1.17 – Exemple de composant WDM à quatre longueurs d'onde fait au III-V lab par épitaxie sélective [53].

D'autres types de composants ont été réalisés utilisant la modulation de phase. Leur principe est d'utiliser les interférences entre plusieurs guides optiques afin de coder l'information sur la phase du signal et non sur l'intensité. Cela permet de réaliser des formats de modulation tels que la modulation BPSK (*Binary Phase Shift Keying*) [36, 62] ou QPSK (*Quaternary Phase Shift Keying*) [35, 37]. L'intérêt de la modulation de phase est

de pouvoir augmenter la distance de transmission et d'avoir une meilleure tolérance au bruit [63].

Des composants utilisant ces deux types de modulation à $1,55 \mu\text{m}$ ont été réalisés lors des thèses de David Carrara [64], d'Olivier Patard [65] et de Ronan Guillamet [53]. Ils intègrent par épitaxie sélective, un laser DFB, plusieurs EAM et un adaptateur de mode. Le principe est le suivant : le signal continu issu du laser DFB est séparé en plusieurs bras, dont les longueurs sont choisies afin d'avoir un déphasage préfixé. La modulation est réalisée en commutant chacun des bras grâce aux EAM placés sur chaque bras. Enfin les guides d'onde sont regroupés.

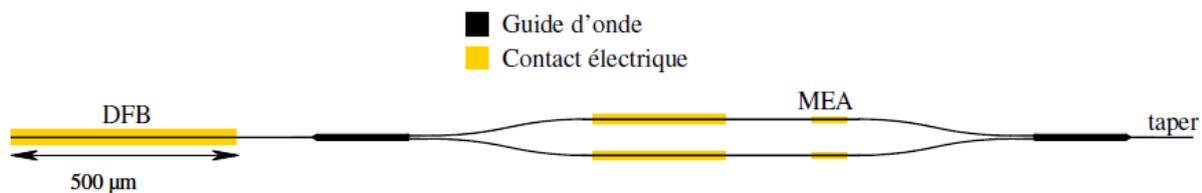


FIGURE 1.18 – Schéma du composant BPSK à $1,55 \mu\text{m}$ [53].

1.4.5 État de l'art de la croissance sélective

L'intégration photonique utilisant la SAG est bien détaillée dans la littérature. Le tableau 1.1 présente chronologiquement certaines réalisations importantes au niveau de la croissance SAG. Les premiers résultats viennent de France avec Duchemin *et al.* de Thomson CSF [66] qui utilise la SAG pour de l'analyse de la qualité de matériau GaAs en 1978. Ensuite R. Azoulay *et al.* [67] du CNET de Bagneux sont les premiers à associer épitaxie sélective et intégration photonique en 1981.

On peut noter ensuite les études sur l'influence des paramètres de croissance comme la pression [68] ou le type de précurseurs [69, 70].

L'une des avancées majeures de la SAG sur InP a été la première modélisation de la diffusion en phase vapeur par Gibbon *et al.* en 1993 [71]. Elle est la clé de voute nécessaire à la fabrication de composant par épitaxie sélective. On peut ajouter à cela les développements de la modélisation de la SAG lié à la diffusion de surface de l'InP de l'équipe de Shioda *et al.* [72] de l'Université de Tokyo.

Il est intéressant de remarquer que l'ensemble des travaux sur l'épitaxie sélective ont pour objet des composants source destiné à l'émission à $1,55 \mu\text{m}$. De plus, de manière générale les travaux se sont plutôt focalisés sur les matériaux de la famille GaInAsP, principalement à cause de problèmes technologiques liés à l'Aluminium. Néanmoins depuis le début des années 2000, ces problèmes étant résolus, le matériau AlGaInAs revient sur le devant de la scène pour les applications télécoms dans l'industrie (Hitachi, NTT, Alcatel-Lucent, NEC...).

Au niveau de l'épitaxie sélective AlGaInAs, la littérature est assez pauvre à $1,55 \mu\text{m}$ et

elle l'est encore plus à $1,3 \mu\text{m}$. Un bon exemple peut être celui de l'équipe de la NEC, qui par l'approche *narrowstripe*, a réalisé une intégration de quatre canaux lasers DFB pour des applications de multiplexage en longueur d'onde de type *coarse wavelength division multiplexing* (CWDM) [73].

1.5 Synthèse

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté quelques généralités nécessaires à la compréhension de la problématique de l'intégration de circuits photoniques pour les télécommunications. Nous avons rappelé quelques aspects importants de la physique du solide des semi-conducteurs III-V. Ensuite nous avons vu les raisons pour lesquelles les structures à multi-puits quantiques en matériau AlGaInAs sont de bons candidats pour réaliser des sources photoniques. Puis nous avons abordé les avantages de l'intégration photonique pour fabriquer des composants de hautes performances. Enfin nous exposé le principe de l'épitaxie sélective par MOVPE qui est une technique développée au III-V lab afin de fabriquer des PICs.

Comme nous l'avons vu, cette technique nécessite des moyens de modélisation assez pointus pour définir les dimensions de masques qui vont permettre d'obtenir les spécificités désirées. Il est donc nécessaire de modéliser les effets de la croissance sélective. Dans la prochaine partie nous présenterons une modélisation qui permet de simuler les paramètres des structures déposées.

Référence	Laboratoire	Année	Matériau	Résultats Marquants
Duchemin <i>et al.</i> [66]	Thomson CSF, France	1978	Bulk GaAs	Premier papier propos de l'épitaxie sélective
Azoulay <i>et al.</i> [67]	CNET, France	1981	Bulk GaAs- GaAlAs	Première association de l'intégration photonique avec l'épitaxie sélective
Clawson <i>et al.</i> [68]	NOSC, USA	1986	Bulk InP	Étude de l'influence de la pression de croissance sur des masques SAG
Kim <i>et al.</i> [74]	Bellcore, USA	1992	GaInAsP sur InP	Séparation de l'influence des binaires indium et gallium
Caneau <i>et al.</i> [69]	Bellcore, USA	1993	GaInAsP sur InP	Utilisation de TEGa au lieu de TMGa
Gibbon <i>et al.</i> [71]	BNRE, Royaume- Uni	1993	MQW GaI- nAsP sur InP	Premier modèle VPD et première valeurs de longueurs de diffusion pour l'indium et le gallium
Sasaki <i>et al.</i> [75]	NEC, Japon	1994	GaInAsP sur InP	Croissance SAG gouvernée par la diffusion de surface
Takemasa <i>et al.</i> [76]	OEIC, Ja- pon	1999	MQW AlGaInAs	Laser avec adaptateur de mode en quaternaire aluminium
Alam <i>et al.</i> [77]	Bell Labs, USA	1999	MQW GaI- nAsP	Observation de l'effet du gallium longue distance et première mesure synchrotron
Tsuchiya <i>et al.</i> [78]	Hitachi, Ja- pon	2003	MQW AlGaInAs	Utilisation de SiO ₂ au lieu de SiN _x pour améliorer la sélectivité des matériaux aluminium
Oh <i>et al.</i> [70]	Université de Tokyo, Japon	2004	Bulk InP et GaAs	Utilisation de la SAG pour déterminer les coefficients de collage des espèces, étude de l'influence des éléments V sous forme d'hydruure ou d'organo-métallique
Shioda <i>et al.</i> [72]	Université de Tokyo, Japon	2007	MQW GaI- nAsP	Modèle regroupant VPD, diffusion de surface et effets cristallographiques et comparaison expérimentale
Dupuis <i>et al.</i> [79]	III-VLab, France	2008	MQW AlGaInAs	Première mesure de la longueur de diffusion de l'aluminium
Sugiyama <i>et al.</i> [80]	Université de Tokyo, Japon	2010	MQW GaI- nAsP et InGaN/GaN	Étude des variations des paramètres de la VPD à l'intérieur du racteur
Guillamet <i>et al.</i> [81]	III-VLab, France	2013	MQW AlGaInAs	Étude des paramètres VPD par des mesures synchrotron

TABLE 1.1 – État de l'art de la croissance sélective par MOVPE.

Chapitre 2

La modélisation de l'épitaxie sélective

Sommaire

2.1	Le modèle de diffusion en phase vapeur	44
2.1.1	Le modèle	44
2.1.2	Application aux matériaux III-V	46
2.1.3	Les limites du modèle VPD	47
2.2	Une autre approche de la croissance sélective	48
2.2.1	Croissance sur une surface perturbée	49
2.2.2	Le calcul des coefficients de l'équation	53
2.2.3	Les effets de surface	56
2.2.4	Les termes du développement	60
2.2.5	La description globale de l'épitaxie sélective	61
2.3	Discussion	62
2.3.1	Une résolution en fonction du temps	63
2.3.2	L'application du modèle	64
2.3.3	Comparaison	65
2.4	Synthèse	67

Ce chapitre décrit les derniers développements réalisés sur la modélisation de l'épitaxie sélective. Tout d'abord le modèle utilisé jusqu'à maintenant au III-V lab est présenté. Il est fondé sur la modélisation de la diffusion des précurseurs uniquement en phase vapeur et permet de décrire le phénomène correctement [52, 79, 81, 82]. Cependant pour certains régimes de croissance, il ne permet pas d'expliquer le phénomène d'épitaxie sélective. Une approche différente a été développée pour pallier à cela. Elle prend en compte de manière plus précise les phénomènes à courte distance qui ont lieu lors de l'épitaxie sélective.

2.1 Le modèle de diffusion en phase vapeur

2.1.1 Le modèle

Une approche classique de modélisation de l'épitaxie sélective se fait par le biais de la diffusion en phase vapeur (*VPD vapor phase diffusion*) et de la mécanique des milieux continus. Cette approche a l'avantage d'être simple et efficace. Elle a été introduite par Gibbon *et al.* en 1993 [71] et a fait l'objet de nombreux travaux depuis [83, 77, 79]. On considère un flux laminaire où la concentration du gaz qui arrive sur le substrat est constante. Entre le gaz et le substrat, nous considérons une couche intermédiaire ou couche limite, où nous étudions la diffusion des gaz et c'est dans cette couche limite que les espèces s'incorporent à la surface du substrat. Les dimensions du domaine de calcul sont la hauteur H , la largeur W_x et la longueur W_y . La couche limite et les dimensions sont décrits sur la figure 2.1.

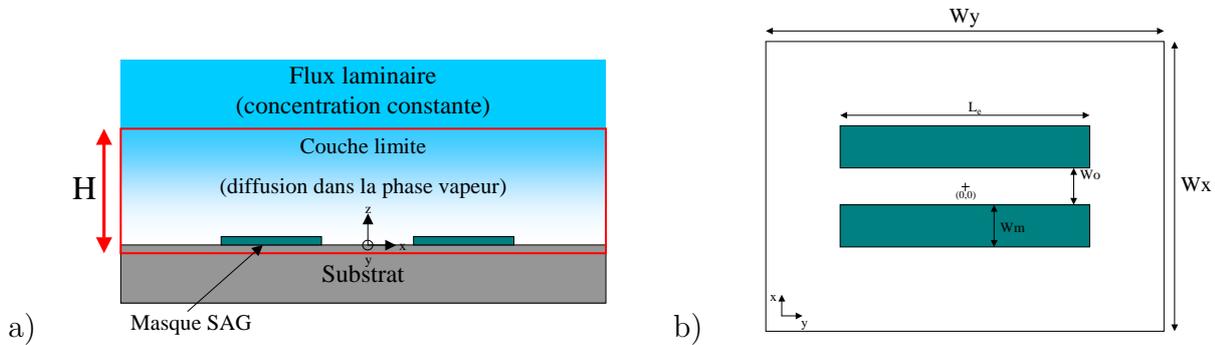


FIGURE 2.1 – Schéma de principe du modèle de simulation VPD. a) Le cadre rouge représente le domaine de calcul dans la coupe vertical en $y = 0$. b) Surface du domaine de calcul en 3D. [53]

On considère un domaine de calcul où il y a conservation de la masse en régime stationnaire, c'est-à-dire $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$ avec \vec{J} le flux d'espèces chimiques qui satisfait la première loi de Fick, $J = -D\nabla N$ avec N la concentration en espèces dans la phase vapeur et D le coefficient de diffusion de l'espèce en phase vapeur. On suppose D constant sur la fenêtre de calcul. Cela se traduit par un Laplacien en trois dimensions de la forme :

$$D\nabla^2 N = 0. \quad (2.1)$$

Le problème est résolu en utilisant les conditions aux limites adéquates. Sur le masque, il n'y a pas de dépôt de précurseurs, donc pas de flux de matériaux. On utilise donc une condition aux limites de type Neumann :

$$D \frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0. \quad (2.2)$$

Sur le cristal, les précurseurs se déposent, ce qui relie le flux de matériaux à la concentration à la surface par :

$$D \frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=0} = k_s N|_{z=0}, \quad (2.3)$$

avec k_s le coefficient de collage du précurseur qui dépend de la réactivité des molécules à la surface du cristal. On peut l'explicitier par la relation suivante :

$$N_{gaz} \xrightarrow{k_s} N_{cristal}, \quad (2.4)$$

qui traduit que le flux réagit à l'interface. Sur le substrat on parle de condition aux limites mixtes. Ensuite au-dessus de la couche limite, la concentration est considérée comme constante¹, ce qui donne comme relation :

$$N_{(z=H)} = N_0. \quad (2.5)$$

Enfin aux extrémités de la cellule, on prend en compte la périodicité du domaine par translation, ce qui entraîne :

$$\frac{\partial N}{\partial x} \Big|_{x=-W_x/2} = \frac{\partial N}{\partial x} \Big|_{x=W_x/2} \quad \text{et} \quad N|_{x=-W_x/2} = N|_{x=W_x/2}. \quad (2.6)$$

Le système complet de résolution pour le modèle VPD est représenté sur la figure 2.2. Il est important de noter que le paramètre D/k_s , homogène à une longueur, est le seul paramètre ajustable du modèle VPD. Il représente la longueur de diffusion des précurseurs chimiques en phase gazeuse. Lorsqu'il n'y a pas de masque, il est possible de trouver une solution analytique linéaire de la forme :

$$N(z) = N_0 \frac{1 + \frac{k_s z}{D}}{1 + \frac{k_s H}{D}}. \quad (2.7)$$

Avec un masque, dans le cas de conditions aux limites mixtes, il est nécessaire d'utiliser des méthodes numériques pour déterminer le champ $N(x, y, z)$.

Lors des thèses de Nicolas Dupuis [10] et de Ronan Guillamet [53], un outil de simulation basé sur la modélisation VPD a été développé grâce à une collaboration entre le III-V lab et l'Institut Jean le Rond d'Alembert à Paris VI [84]. Différentes méthodes numériques ont été comparées comme les différences finies ou les éléments finis et le choix s'est arrêté

1. Le flux étant considéré comme laminaire, le réservoir d'espèces est infini. La valeur de H doit être suffisamment grande pour que $N(H) = \text{constante}$.

sur les transformées de Fourier rapide (FFT *fast Fourier transformation*).

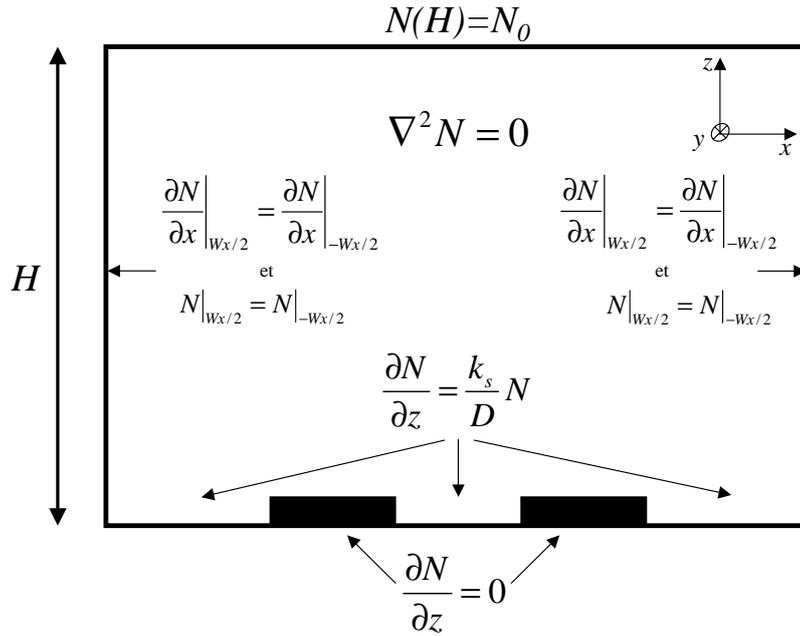


FIGURE 2.2 – Domaine de calcul avec les conditions aux limites dans le cas d'une symétrie par translation [53].

2.1.2 Application aux matériaux III-V

Dans le cas de l'épitaxie sélective réalisée au III-V lab, les géométries de masque ont été choisies où $20 \leq W_o \leq 40 \mu\text{m}$ et $20 \leq W_m \leq 50 \mu\text{m}$.

L'outil de modélisation a été développé pour concevoir les masques SAG nécessaires à la conception de PIC. Il permet de déterminer les épaisseurs et composition des matériaux des familles InGaAsP et AlGaInAs sur l'ensemble d'un substrat. Pour modéliser les effets de l'épitaxie sélective sur la croissance d'un alliage AlGaInAs, on résout les équations du modèle VPD indépendamment pour chaque élément III [79]. Il est donc nécessaire au préalable de connaître leurs longueurs de diffusion D/k_s . Des valeurs précises ont été obtenues à partir de mesures réalisées au synchrotron Soleil de Saint-Aubin et au synchrotron ESRF de Grenoble, au milieu de motifs SAG lors de la thèse de R. Guillaumet [53]. Les variables x et y sont utilisées pour déterminer les positions géométriques alors que les variables α et β sont utilisées pour le taux d'Aluminium et de Gallium dans l'alliage : $\text{Al}_\alpha\text{Ga}_\beta\text{In}_{1-\alpha-\beta}\text{As}$. On détermine le ratio d'épaisseur R_a de l'alliage qui est fonction des ratios d'épaisseur de chaque élément III et de la composition de référence de l'alliage par :

$$R_a(x, y) = \alpha_r \cdot R_{Al}(x, y) + \beta_r \cdot R_{Ga}(x, y) + (1 - \alpha_r - \beta_r) \cdot R_{In}(x, y), \quad (2.8)$$

où α_r , β_r et $1 - \alpha_r - \beta_r$ représentent le taux d'Aluminium, de Gallium et d'Indium de l'alliage de référence. La composition i de l'élément e ($e=\text{Al}, \text{Ga}$ ou In quand $i=\alpha, \beta$ ou $1 - \alpha - \beta$ respectivement) au point (x, y) est :

$$i(x, y) = \frac{i_r \cdot R_e(x, y)}{R_a(x, y)}. \quad (2.9)$$

A partir des équations 2.8 et 2.9, il est possible de déterminer les épaisseurs et les compositions de l'alliage sur l'ensemble de la plaque.

Enfin la composition et les épaisseurs de l'alliage sur la structure de référence sont à déterminer. En effet la structure à épitaxier entre les masques SAG est celle du composant. C'est à partir de cette structure et de la conception du masque qu'il est possible de déterminer la structure de référence, celle qui sera épitaxiée. L'information sur la composition de cette structure est donc primordiale. Elle est donnée par la relation suivante :

$$i_r = \frac{i(x, y)/R_e(x, y)}{\alpha(x, y)/R_{Al}(x, y) + \beta(x, y)/R_{Ga}(x, y) + (1 - \alpha(x, y) - \beta(x, y))/R_{In}(x, y)} \quad (2.10)$$

L'influence des dimensions des masques sur le profil SAG a été étudiée ainsi que l'influence de la proximité de masques voisins [10, 53].

2.1.3 Les limites du modèle VPD

Cependant le modèle VPD présente quelques limites. Premièrement le profil physique n'est pas respecté. Le modèle simulé donne une zone qui est plus arrondie que la réalité au centre des masques et une bordure plus abrupte, comme nous pouvons le voir sur la figure 2.3. La simulation présente donc un déficit de matériau au milieu de l'ouverture SAG. Ce phénomène est surtout visible pour un alliage riche en Indium, qui va avoir une longueur de diffusion plus courte. Ensuite le matériau en bord de masque, issu de la simulation, présente une forme de pointe qui n'est pas réelle. La concentration de matériau est artificiellement plus élevée à cet endroit et moins élevée au milieu de la zone SAG.

Ensuite il ne prend pas en compte l'angle de la facette. En effet dans la simulation fondée sur le modèle VPD, on considère que la croissance est verticale, or en bord de masque un flanc $\{111\}$ apparaît. Les plans de ce type ne sont pas tous équivalents. Ils correspondent à une alternance de plans d'atomes d'éléments III et de plans d'atomes d'éléments V. Pour l'InP par exemple, on parle de plan $\{111\}A$ lorsque la surface est riche en Indium et on parle de plan $\{111\}B$ quand elle est riche en Phosphore. D'autres plans peuvent être présents lors de la croissance mais le plan $\{111\}$ est celui qui possède le moins de liaisons pendantes. Il est donc le plus stable [85].

Enfin le dernier élément important se mesure au niveau du ratio d'épaisseur R . Sur la figure 2.4, le ratio d'épaisseur mesuré d'une couche d'InP est représenté pour différentes largeurs de masque SAG Wm pour deux types d'ouverture Wo . On a aussi représenté le ratio d'épaisseur théorique maximum pour ces deux ouvertures de masque. On peut remarquer que le ratio d'épaisseur pour les masques dont l'ouverture fait $40 \mu\text{m}$ est inférieur au maximum théorique donné par le modèle VPD. Dans ce cas il permet de modéliser la

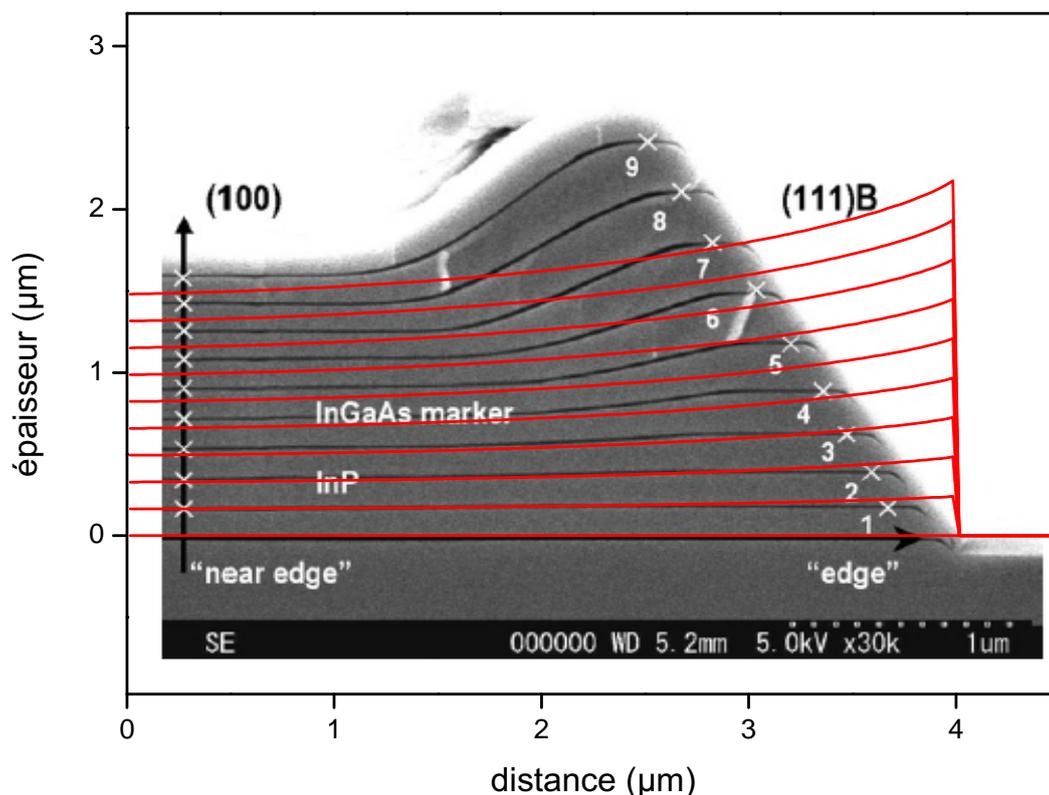


FIGURE 2.3 – Superposition d’une modélisation VPD d’une couche d’InP et image MEB d’une section transverse d’une couche d’InP et de marqueurs InGaAs obtenus par épitaxie sélective [72].

croissance SAG. Cependant on voit que pour une ouverture de $20\ \mu\text{m}$, les mesures de ratio d’épaisseur sont légèrement supérieures au maximum défini par le modèle VPD. De plus le phénomène s’accroît lorsque la largeur de masque augmente. Le modèle VPD ne prend pas en compte les phénomènes de surface. Or lorsque l’ouverture du masque SAG diminue, ces phénomènes ne sont plus négligeables par rapport à la diffusion dans la phase vapeur et ils ont une influence sur le ratio d’épaisseur.

2.2 Une autre approche de la croissance sélective

Jusqu’ici, nous nous étions placés dans le cas de la mécanique des milieux continus, où la croissance est issue d’un flux de gaz qui fait diffuser des précurseurs et donc qui modifie les épaisseurs de manière continue. Cependant, la nature étant discrète, il faudrait idéalement prendre en compte l’ajout de particule une à une, à la surface mais cela est difficilement modélisable. Nous allons utiliser une approche, toujours issue de la mécanique des milieux continus, qui consiste à faire relaxer la paroi.

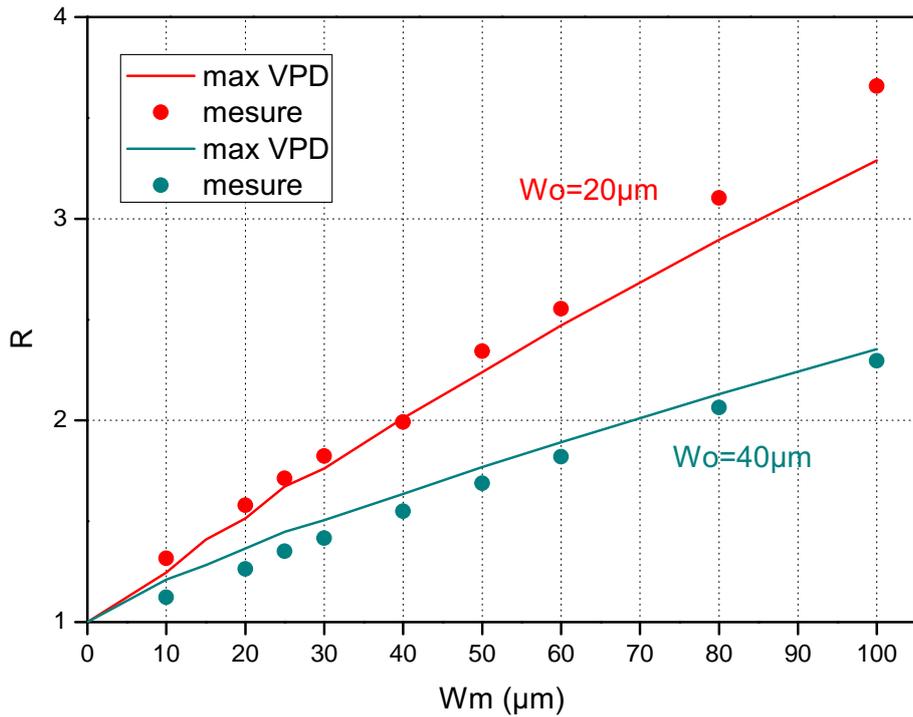


FIGURE 2.4 – Ratio d'épaisseur de l'InP en fonction de la largeur de masque W_m pour une ouverture de masque W_o de $20 \mu\text{m}$ (rouge) et $40 \mu\text{m}$ (cyan).

2.2.1 Croissance sur une surface perturbée

2.2.1.1 La croissance par dépôt aléatoire

Initialement les travaux dans le domaine de la croissance de matériaux se sont fondés sur l'ajout discret de particules à une interface de manière aléatoire (RD *random deposition*) [86, 87]. L'intérêt de ce type de modèle est sa simplicité. Des solutions exactes peuvent être déterminées à partir de probabilités. Cependant afin de pouvoir étudier analytiquement ce genre de modèle, la description du dépôt aléatoire avec une équation différentielle est préférable. Cela a été introduit sous la forme suivante [88] :

$$\frac{\partial h(x, t)}{\partial t} = F + \eta(x, t) \quad (2.11)$$

où F est le flux moyen de particules arrivant à la surface et où $\eta(x, t)$ va représenter les fluctuations aléatoires de la croissance. Par contre ce sont des modèles décorrélés, c'est-à-dire que chaque particule adhère indépendamment de l'état de la surface.

D'autres types de modèles ont vu le jour pour pallier à cela, utilisant le dépôt aléatoire et la relaxation de surface [89, 90]. Cependant ces modèles sont discrets et ils n'ont pas de solutions exactes. Il est donc nécessaire de revenir en mécanique des milieux continus et de construire des équations continues qui prennent en compte ces phénomènes. Des principes

de symétrie sont donc utilisés à cette fin.

2.2.1.2 Les principes de symétrie

Les principes de symétrie sont utilisés afin de simplifier l'expression générale d'une équation différentielle décrivant un phénomène physique. Ce qui va être intéressant pour nous est la description de l'évolution de la hauteur $h(x, t)$ en fonction du temps. Une équation différentielle générale qui permet cela est de la forme :

$$\frac{\partial h(x, t)}{\partial t} = f(h, x, t), \quad (2.12)$$

où $f(h, x, t)$ peut s'écrire comme la combinaison linéaire de fonctions de h et de ses dérivés :

$$f(h, x, t) = a_0 + a_1 h(x, t) + b_1 \frac{\partial h}{\partial x} + a_2 h(x, t)^2 + b_2 \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + b_{22} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right)^2 + \dots$$

Cette expression peut se simplifier en utilisant les invariances ou symétries du problème. Il existe plusieurs principes de symétrie dans le cas d'une croissance. Nous allons énoncer ceux qui nous intéressent :

1. Invariance par translation du temps. L'équation décrivant la croissance ne doit pas dépendre du moment où on définit l'origine des temps, ce qui veut dire que l'équation est invariante avec la transformation $t \rightarrow t + \delta_t$. La fonction f ne dépend donc pas du temps. On peut noter que $\partial h / \partial(t + \delta_t) = \partial h / \partial t$.
2. Invariance de translation le long de la direction de croissance, la modélisation de la croissance ne doit pas dépendre d'où nous fixons $h = 0$ et doit rester invariante selon la translation $h \rightarrow h + \delta_h$. Cette translation élimine toute dépendance explicite en h . La fonction f est donc une combinaison linéaire des dérivées de h .
3. Invariance de translation dans la direction perpendiculaire à la direction de croissance, la modélisation ne doit pas dépendre de la valeur réelle de x , c'est-à-dire de la translation $x \rightarrow x + \delta_x$ ce qui exclut de toute dépendance explicite de f en x . Cette translation élimine toute dépendance explicite en x .
4. Invariance par symétrie d'inversion ou de rotation autour de la direction de croissance, cela élimine les ordres impairs de dérivée.
5. Invariance de h par rapport à l'interface, c'est-à-dire que les fluctuations sont similaires par rapport à la valeur moyenne de h . Cela exclut les termes du type h^2 , $\left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2$, $\left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^4$... Cette symétrie est valable dans le cas de problème à l'équilibre.

Ces règles de symétrie permettent de trouver la forme de la fonction f qui permet de décrire le problème de l'équation 2.12. Ainsi Edwards et Wilkinson [91] ont montré qu'il était possible de décrire les fluctuations d'une interface à l'équilibre par l'équation :

$$\frac{\partial h(x, t)}{\partial t} = \rho \nabla^2 h + \eta(x, t), \quad (2.13)$$

qui porte leur nom. Le coefficient ρ est appelé tension de surface et le terme $\eta(x, t)$ est un terme de bruit. Cette équation a l'avantage d'être linéaire et présente des solutions exactes.

Pour plus de détails sur l'obtention des termes de l'équation décrivant la modification d'une interface, le chapitre 5 du livre de Barabasi et Stanley est très pertinent [88].

L'équation Edwards-Wilkinson (EW) a été la première équation continue utilisée qui a permis d'étudier la croissance d'interface. Cependant elle est limitée car elle ne permet pas de décrire certains phénomènes de croissance plus complexes. La première extension de l'équation EW a été proposée par Kardar, Parisi et Zhang (KPZ) [92]. Elle utilise à la fois les principes de symétrie comme l'équation EW et des principes physiques qui vont ajouter des termes non-linéaires à l'équation. Le principe de cette équation est fondée sur le dépôt balistique (BD pour *ballistic deposition*) de particules sur une surface perturbée. L'idée est d'arriver au même résultat issus des modèles utilisant le dépôt aléatoire (RD pour *random deposition*) avec la relaxation de surface tout en utilisant une équation continue. La différence entre le RD et le BD est que pour le premier, la particule arrive à la surface et relaxe alors que pour le second elle arrive et adhère directement. Dans l'équation KPZ, la croissance latérale a été incluse afin de prendre en compte ces effets de relaxation.

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \rho \nabla^2 h + \frac{\alpha}{2} (\nabla h)^2 + \eta(x, t). \quad (2.14)$$

Le premier terme a toujours le rôle de terme de relaxation et le second terme va permettre de décrire la croissance latérale. On remarque que ce terme ne respecte pas la dernière symétrie et est la source de la croissance latérale. C'est un des modèles les plus répandus pour décrire la croissance de matériaux.

Dans le cadre de l'épitaxie sélective, nous avons développé une équation inspirée de ces travaux.

2.2.1.3 L'évolution de l'interface dans le cadre de l'épitaxie sélective

Nous nous plaçons dans un régime où les angles à l'interface sont faibles et où la variation de hauteur du profil est petite. Nous supposons qu'il n'y a pas de nucléation sur le masque. L'annexe A présente le développement qui permet d'obtenir l'équation finale. Elle est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = v_0 - \sigma h - \nu \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{\lambda}{2} \frac{\partial h^2}{\partial x} + \frac{\beta}{2} h^2. \quad (2.15)$$

On peut remarquer que certains termes de l'équation 2.15 rompent les principes de symétrie. Tout d'abord notre problème n'est pas symétrique par rapport à x . Ensuite nous ne décrivons pas un phénomène à l'équilibre. Les termes et leur influence sont explicités par la suite. Tous les résultats de simulation ont été obtenues grâce à l'utilisation de la plate-forme de modélisation Basilisk développée par l'Institut Jean le Rond d'Alembert [93]. C'est un logiciel open source de méthodes numériques utilisant les volumes finis.

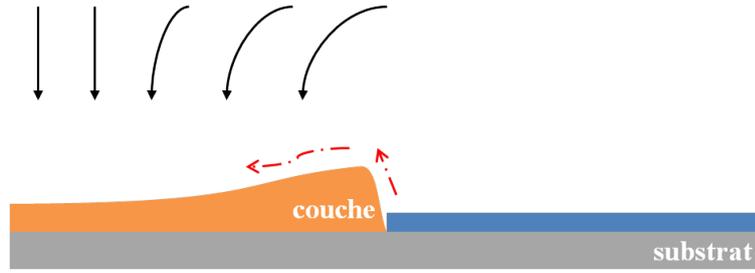


FIGURE 2.5 – Schéma de principe de la croissance telle qu'elle est simulée.

Pour réaliser une simulation complète d'une croissance SAG, il faudrait utiliser une fenêtre de calcul complète comme celle présentée sur la figure 2.2. Dans une démarche de simplification de la modélisation, nous nous restreignons à utiliser la moitié d'un masque SAG (figure 2.5). En utilisant les symétries adéquates, il est possible de remonter à la fenêtre complète. La croissance SAG simulée est présentée sur la figure 2.5. Nous allons présenter par la suite l'influence de ces termes ainsi que celle de termes de surface morceaux par morceaux.

2.2.1.4 Des modèles complexes de modélisation SAG

Il existe des modélisations complexes de phénomènes de croissance [94, 95, 96]. Malheureusement ces modèles présentent un grand nombre de paramètres ajustables, ce qui les rend difficilement applicables dans le cadre de nos travaux. Il existe quand même deux modélisations qui traitent de la croissance sélective. Le modèle de Shioda *et al.* [72] permet de décrire le plan de blocage (111)B au niveau de la frontière entre le masque et le cristal.

Le second modèle intéressant est celui de Khenner *et al.* [97]. La modélisation permet de prendre en compte des phénomènes de croissance anisotropes. Les hypothèses initiales sont que les mécanismes majeurs de la croissance sont le flux en phase vapeur et la diffusion de surface. De plus trois paramètres de surface supplémentaires sont pris en compte : l'énergie de surface, la mobilité de l'interface² et la diffusivité des atomes. L'inconvénient de ce modèle réside dans les différents paramètres ajustables où plus de quinze valeurs sont à déterminer afin de réaliser la modélisation. L'équation de base de leur modèle est donnée par la formule suivante :

$$V_n = J\hat{M}(\phi) + \epsilon D \frac{\partial}{\partial s} \left[\hat{D}(\phi) \frac{\partial}{\partial s} \left\{ \left(\hat{\gamma}(\phi) + \frac{\partial^2 \hat{\gamma}(\phi)}{\partial \phi^2} \right) K \right\} \right] - \delta \left(\hat{\gamma}(\phi) + \frac{\partial^2 \hat{\gamma}(\phi)}{\partial \phi^2} \right) \hat{M}(\phi) K. \quad (2.16)$$

où V_n est la vitesse normale à la surface. Les coefficients J , δ et D ont été choisis par les auteurs afin d'avoir une équation sans dimension. Les fonctions \hat{M} , \hat{D} et $\hat{\gamma}$ sont

² La mobilité de l'interface est définie comme le produit de la vitesse de déplacement de l'interface et du potentiel chimique.

respectivement la mobilité, la diffusivité qui prend une valeur différente sur le masque ou sur le cristal et l'énergie de surface. Le premier terme à droite de l'égalité va être le terme de flux issu de la phase vapeur. Le second terme va être caractéristique de la courbure et de l'état de surface. Enfin le dernier terme va être le terme responsable de la diffusion de surface dans la modélisation.

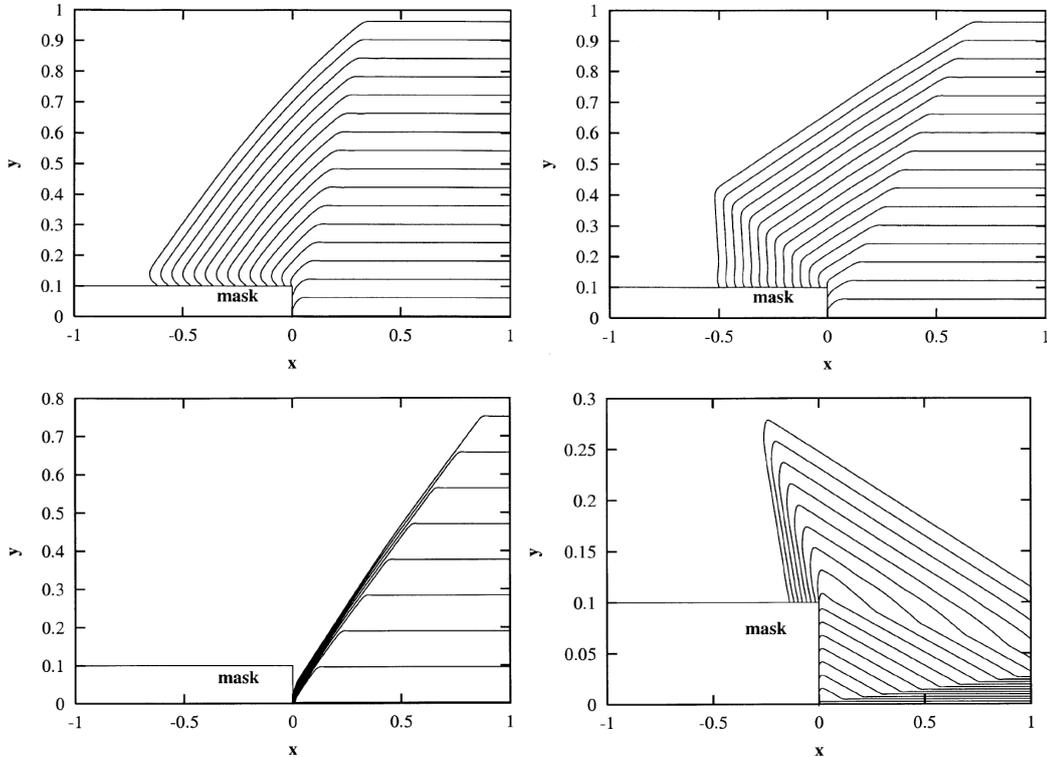


FIGURE 2.6 – Exemples de différents profils de croissance modélisables avec un modèle complexe. D'après Khenner *et al.* [97]

La figure 2.6 donne quelques exemples de profils issus de la modélisation de Khenner *et al.* On voit l'intérêt de ce modèle qui permet d'obtenir plusieurs types de croissance anisotropes.

2.2.2 Le calcul des coefficients de l'équation

Afin de déterminer l'influence de chacun des termes sur l'évolution du profil d'épaisseur, il est nécessaire de déterminer les valeurs des coefficients ν_0 , σ , ν , λ et β issus du développement à la surface. Nous avons déterminé trois approches qui nous permettent de remonter aux valeurs de ces termes sur l'ensemble de la fenêtre de calcul.

2.2.2.1 L'approche VPD

La première est l'approche la plus rigoureuse. Elle se fonde sur une modélisation en deux étapes. La première étape consiste à utiliser le modèle VPD afin d'obtenir les valeurs

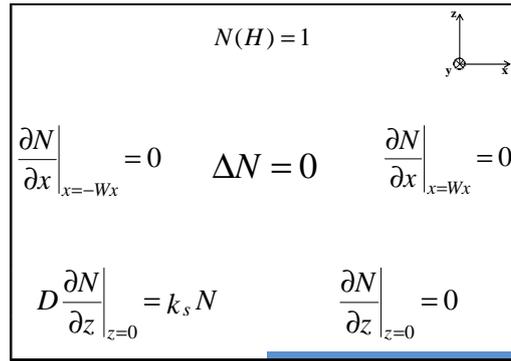


FIGURE 2.7 – Domaine de calcul avec la condition aux limites mixtes du modèle VPD.

de concentration de gaz en tout point de la fenêtre de calcul. A partir des formules de l'annexe A, il est possible de calculer les valeurs de chacune des dérivées à la surface (en $z = 0$). La seconde étape consiste ensuite à résoudre l'équation 2.15 grâce aux méthodes numériques. L'inconvénient de cette approche est numérique. En effet certains termes présentent de fortes singularités, c'est-à-dire des changements de profil importants. Ce phénomène provoque des variations fortes des termes dérivés à l'interface entre le masque et le cristal. Le phénomène de pointe du profil d'épaisseur en bord de masque est amplifié alors qu'il n'a pas de réalité physique. Pour ce genre de situation, une approche discrète serait intéressante. Dans la modélisation l'utilisation de longueur de coupure peut être envisagée.

2.2.2.2 L'approche locale à flux constant

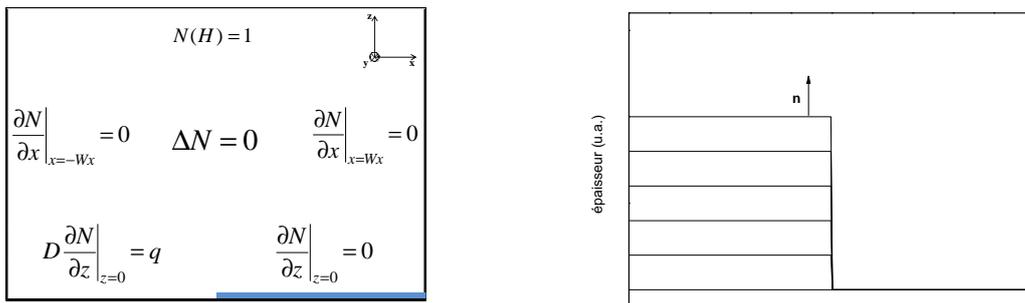


FIGURE 2.8 – Domaine de calcul (gauche) et profil d'épaisseur (droite) lorsque le flux sur le cristal est constant.

Une seconde approche est basée sur un modèle local où la condition aux limites mixte est différente. En effet au lieu de considérer que le flux sur le cristal est proportionnel à la concentration de précurseur en phase gazeuse, on considère que le flux est constant

(Figure 2.9), ce qui donne la relation simple suivante :

$$\left. \frac{\partial N}{\partial z} \right|_{z=0} = q. \quad (2.17)$$

Cette approche a l'avantage de permettre une résolution analytique et de mieux maîtriser les conditions aux limites. Elle est développée en annexe B. Cette méthode permet de déterminer les coefficients de l'équation 2.28 analytiquement. D'un point de vue numérique, cette approche est plus simple car il n'y a qu'une seule résolution à effectuer, de plus la précision est meilleure. La valeur de la concentration sur l'ensemble de la fenêtre est donnée par la formule :

$$N_{local}(x, z) = -q \left[c_1 x + \frac{1}{\pi} z \arctan \left(\frac{z}{x} \right) - \frac{1}{\pi} x \log \left(\sqrt{x^2 + z^2} \right) + c_0 \right]. \quad (2.18)$$

où c_0 et c_1 sont des constantes qui ont été déterminées numériquement, étant dépendantes de la géométrie. Cette formule est issue d'un comportement asymptotique près de la singularité qui correspond au changement de conditions aux limites.

2.2.2.3 L'approche locale à flux variable

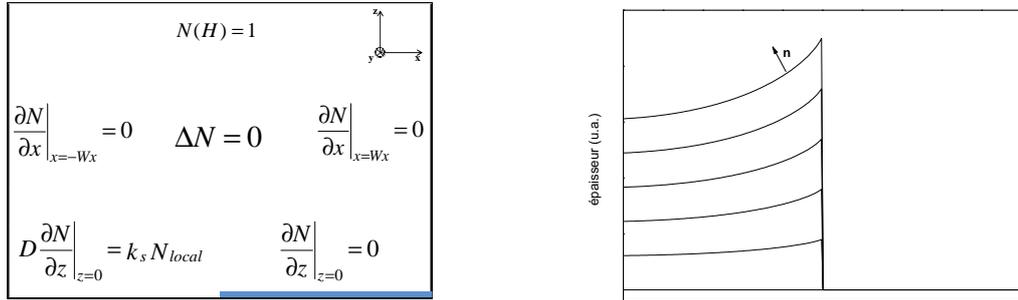


FIGURE 2.9 – Domaine de calcul (gauche) et profil d'épaisseur (droite) lorsque le flux sur le cristal est variable.

Une troisième approche, intermédiaire aux deux précédentes, consiste à utiliser la condition aux limites mixte du modèle VPD donnée par $D \left. \frac{\partial N}{\partial z} \right|_{z=0} = k_s N|_{z=0}$ tout en utilisant la résolution analytique avec le flux constant sur le cristal. L'intérêt est d'avoir à la fois une approche analytique tout en s'approchant le plus possible du modèle SAG. Pour simplifier le calcul nous prendrons $q = -1$ par la suite.

Le cas local permet de déterminer analytiquement les coefficients v_0 , σ , ν , λ et β . Le coefficient v_0 est donc donné par la condition aux limites mixte de la SAG en $z = 0$, c'est-à-dire $v_0 = D \left(\left. \frac{\partial N}{\partial z} \right|_{z=0} \right) = k_s N|_{z=0}$.

$$v_0 = k_s \left[c_1 x - \frac{1}{\pi} x \log \left(\sqrt{x^2} \right) + c_0 \right]. \quad (2.19)$$

Le terme de flux v_0 a le rôle de terme source, qu'on appelle aussi terme de flux. Il est le terme caractéristique issu du flux en phase vapeur. Les coefficients ν , σ , λ et β sont donnés par le développement présenté en annexe A à la surface ($z = 0$) et s'expriment :

$$\begin{aligned}\sigma &= D \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \right)_{z=0} & \lambda &= D \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial z} \right)_{z=0} \\ \nu &= D \left(\frac{\partial N}{\partial x} \right)_{z=0} & \beta &= D \left(\frac{\partial^3 N}{\partial z^3} \right)_{z=0},\end{aligned}$$

En utilisant les formules analytiques de l'annexe B on détermine les valeurs des coefficients :

$$\sigma = \frac{D}{\pi x} \quad \lambda = 0 \quad \nu = D \left[c_1 + \frac{1}{\pi} - \frac{1}{\pi} \log(\sqrt{x^2}) \right] \quad \beta = 0.$$

Les coefficients issus du développement sont dépendants de la variable x mais ils sont déterminés au préalable. Ils sont donc constants lors de la résolution. Les termes non linéaires λ et β sont nuls et l'équation 2.15 se simplifie :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = v_0 - \sigma h - \nu \frac{\partial h}{\partial x}. \quad (2.20)$$

L'effet du terme v_0 est simple à modéliser mais ce n'est pas le cas des termes h et $\frac{\partial h}{\partial x}$. Ajouter le terme en σ amène une singularité à l'interface entre le masque et le cristal et le terme en ν n'est pas stable numériquement. L'effet de ces termes est présenté plus tard.

2.2.3 Les effets de surface

Les propriétés des atomes de surface sont différentes de ceux qui sont dans le volume du matériau. En effet ces atomes sont moins liés à cause d'un plus petit nombre de liaisons, ce qui a une influence sur l'évolution du profil lors de la croissance. Ces effets sont particulièrement importants dans le cadre de l'épitaxie sélective, où la croissance et donc le matériau, sont perturbés. Nous avons pris en compte deux phénomènes de relaxation de l'interface liés à la courbure qui sont le potentiel chimique et la diffusion de surface que nous avons déjà évoqués précédemment.

2.2.3.1 La diffusion de surface

Comme présenté précédemment, il existe plusieurs régimes de diffusion des atomes. Le modèle développé jusque ici ne prend en compte que les particules qui sont issues d'un flux d'atomes vertical. Or il a été montré que la diffusion de surface avait une influence non négligeable sur le profil d'épaisseur pour les dimensions de masque SAG que nous utilisons [71, 72]. Ce phénomène est une relaxation de l'interface où des atomes migrent à

la surface vers des zones où la concentration est plus faible.

Le potentiel chimique est une notion qui permet de mesurer la tendance d'une substance donnée à changer de lieu, de composition chimique et d'état d'agrégation [98]. Cette variable apparait dans l'équation de Gibbs [99] :

$$dE = TdS - pdV + \mu dn + \phi dQ + vdp + \psi dm..., \quad (2.21)$$

où μ est le potentiel chimique. Cette équation montre qu'il est possible de changer l'énergie d'un système de plusieurs manières : en changeant l'entropie S du système, son volume V , sa quantité de particules n , sa charge électrique Q , son moment p ou sa masse m . Le potentiel chimique est intéressant, dans le cadre de l'épitaxie sélective, car il mesure la tendance de l'interface à se relaxer et se déformer. Pour la SAG, une modélisation intéressante fondée sur le potentiel chimique a été introduite par Khenner *et al.* [97].

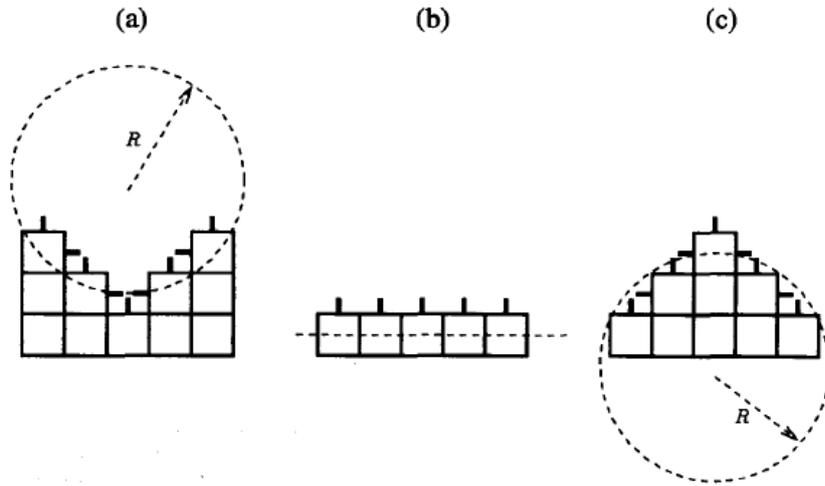


FIGURE 2.10 – Schéma illustrant trois types de géométrie issu de [88].

Pour introduire le potentiel dans notre équation, on considère le scénario le plus simple où un atome se dépose à la surface et diffuse. La diffusion de surface implique que les particules déposées génèrent un flux de matériaux $\vec{j}(x, t)$, parallèle à la surface. Si on néglige la désorption, les particules qui diffusent ne peuvent pas quitter la surface et provoquent l'augmentation de la hauteur h ce qui peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{j}. \quad (2.22)$$

De plus le flux de matériaux \vec{j} est géré par la variation locale de potentiel chimique μ [88] :

$$j \propto -\frac{\partial \mu}{\partial x}. \quad (2.23)$$

Il est donc nécessaire de déterminer une expression locale du potentiel chimique. On peut supposer que l'adsorption d'un atome au cristal va dépendre de la quantité de liaisons disponibles et que cette quantité va être plus importante en fonction de la courbure de l'interface.

La figure 2.10 illustre trois géométries possibles d'interface. La géométrie (a) présente une "vallée" locale qui est espace favorable pour l'adsorption d'un atome car il y a un site disponible au milieu de trois liaisons pendantes. Le rayon de courbure R est positif et le potentiel chimique est négatif. Au contraire, la géométrie (c) présente un cas où l'atome a moins de chance de s'adsorber à la surface et plus de diffuser. L'atome aura tendance à aller sur un autre site et le potentiel chimique est donc positif. Enfin la géométrie (b) présente le cas où le rayon de courbure $R = \infty$. Ici le potentiel chimique de l'atome est nul. On peut donc supposer que la propension d'un atome à diffuser est inversement proportionnel à $-R$ et donc en linéarisant, à $\nabla^2 h(\vec{x}, t)$ d'où :

$$\mu \propto -\frac{\partial^2 h}{\partial x^2}. \quad (2.24)$$

En posant le coefficient $\mu_0(x)$ qui prend une valeur différente si on se place sur le cristal ($x < 0$) ou sur le masque ($x > 0$), on obtient la contribution de la diffusion de surface au profil [100, 101] :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\mu_0(x) \left(\frac{\partial^4 h}{\partial x^4} \right), \quad (2.25)$$

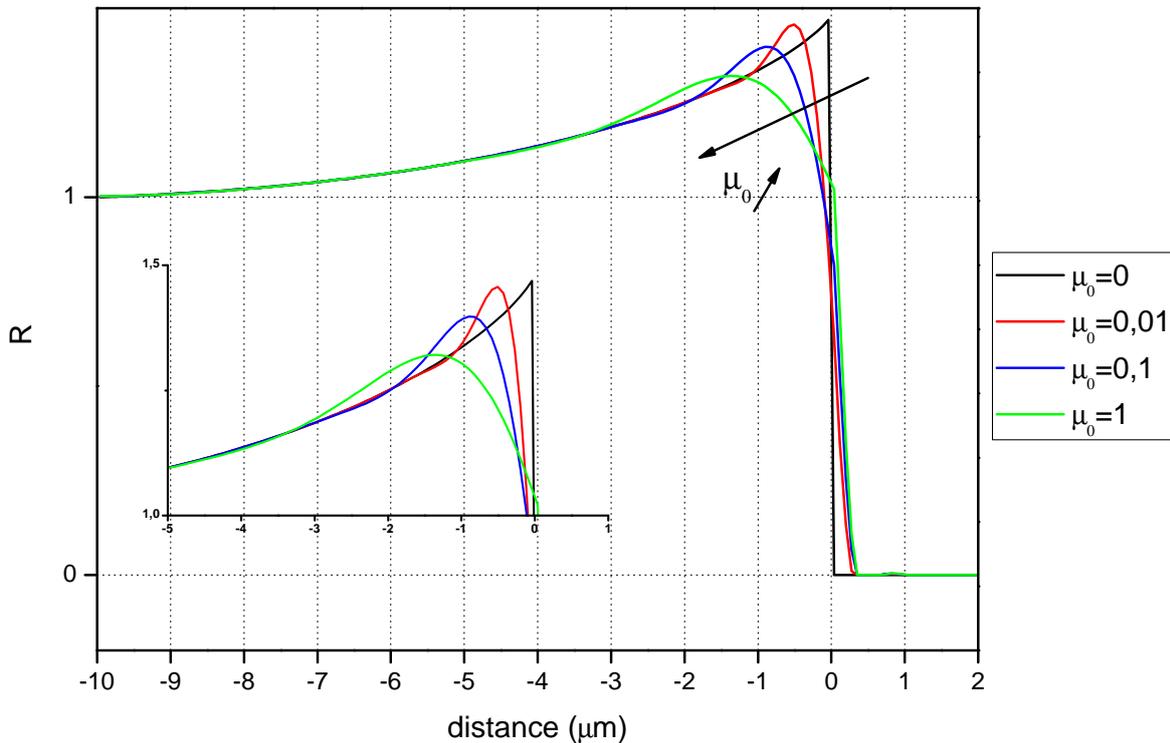


FIGURE 2.11 – Influence du terme de diffusion de surface sur le profil d'épaisseur.

L'influence de la diffusion de surface sur l'évolution du profil va être de lisser le phénomène de pointe. Elle va favoriser la diffusion du matériau sur le masque mais surtout vers le cristal.

2.2.3.2 La désorption

Jusqu'ici nous ne prenions pas en compte la désorption de matériaux. Si on néglige la diffusion de surface, on peut considérer que le phénomène d'adsorption-désorption est gouverné par la différence entre le potentiel chimique moyen de la phase vapeur $\bar{\mu}$ et le potentiel chimique de la surface μ :

$$\frac{\partial h}{\partial t} \propto -[\mu - \bar{\mu}], \quad (2.26)$$

qui grâce à l'équation 2.24 donne en posant le coefficient $\rho(x)$, qui comme $\mu_0(x)$ prend une valeur différente si on se place sur le masque ou sur le cristal, l'évolution du profil lorsque des particules quittent la surface :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \rho(x) \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right). \quad (2.27)$$

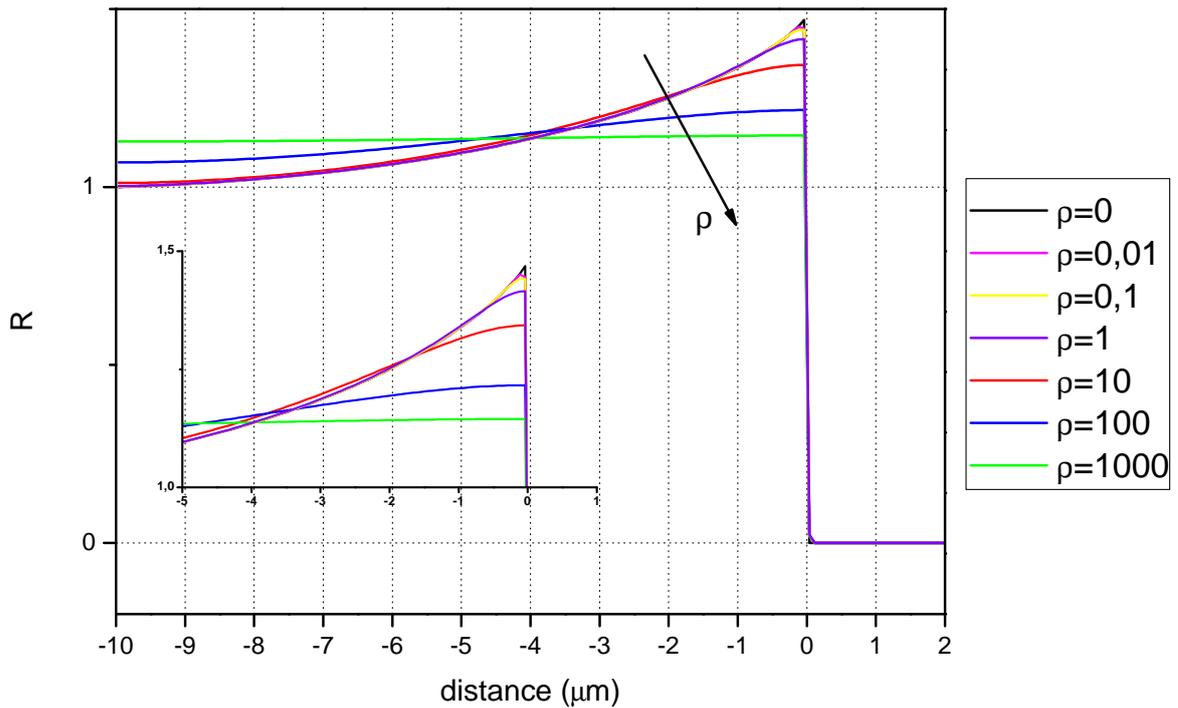


FIGURE 2.12 – Influence du terme de désorption sur le profil d'épaisseur.

Comme pour la diffusion de surface, nous avons donné une valeur de ρ différente si on se place sur le cristal ou sur le masque. L'effet caractéristique, qu'on peut voir sur la figure 2.12, va être la réduction des zones de surcroissance à la frontière entre le masque et le cristal et la diffusion du matériau vers le cristal. On peut voir un vrai lissage lorsque le coefficient devient trop important, la surface devient plane à cause de la diffusion de matériaux. On peut noter que l'équipe de l'Université de Tokyo travaillant sur la SAG

interprète ce terme de dérivée seconde d'une manière un peu différente [72]. Pour eux le terme est la source de la diffusion de surface qu'ils écrivent comme un flux classique sous la forme :

$$j_{DS} = -D \frac{\partial h}{\partial x}.$$

Puis ce flux serait la source de la variation de hauteur h tel que :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\partial j_{DS}}{\partial x}.$$

Cependant l'effet paraît difficilement contrôlable pour décrire de la diffusion de surface. Le terme en dérivée quatrième semble plus adapté.

L'équation générale qui nous permet de modéliser la croissance SAG est la suivante :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = v_0 - \sigma h - \nu \frac{\partial h}{\partial x} - \mu_0(x) \left(\frac{\partial^4 h}{\partial x^4} \right) + \rho(x) \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right). \quad (2.28)$$

2.2.4 Les termes du développement

Il y a deux termes dont nous n'avons pas étudié l'influence. Ce sont les termes issus du développement présenté en annexe A. Ces termes ne sont pas stables seuls, on ne peut donc pas étudier leur influence de manière individuelle. Pour remédier à cela, il est nécessaire d'augmenter la précision du calcul numérique. Malheureusement pour des raisons matérielles ce n'était pas possible. Nous avons dû utiliser les termes de l'équation tel que les termes de surface pour stabiliser la modélisation. Les courbes présentées ont été obtenues en réalisant une modélisation avec l'ensemble des termes de l'équation en faisant varier le coefficient devant le terme.

2.2.4.1 Le terme h

Le terme h est un terme qui va avoir une influence sur la hauteur de la surcroissance. Il va être très utile pour modéliser ce phénomène pour différents matériaux. En effet dans le cas de l'InP par exemple, ce terme sera plus important que le cas du GaAs par exemple. Sur la figure 2.13, on voit l'évolution du profil lorsque le terme h est multiplié par un coefficient. On remarque que la surcroissance augmente rapidement avec le coefficient.

D'un point de vue numérique ce terme est stable jusqu'à 10σ . Au-dessus de cette valeur il est nécessaire d'augmenter la précision des pas d'intégration, ce qui se traduit par une augmentation notable du temps de calcul. Néanmoins les valeurs dont nous avons besoin pour réaliser la modélisation de nos profils SAG restent dans une gamme stable.

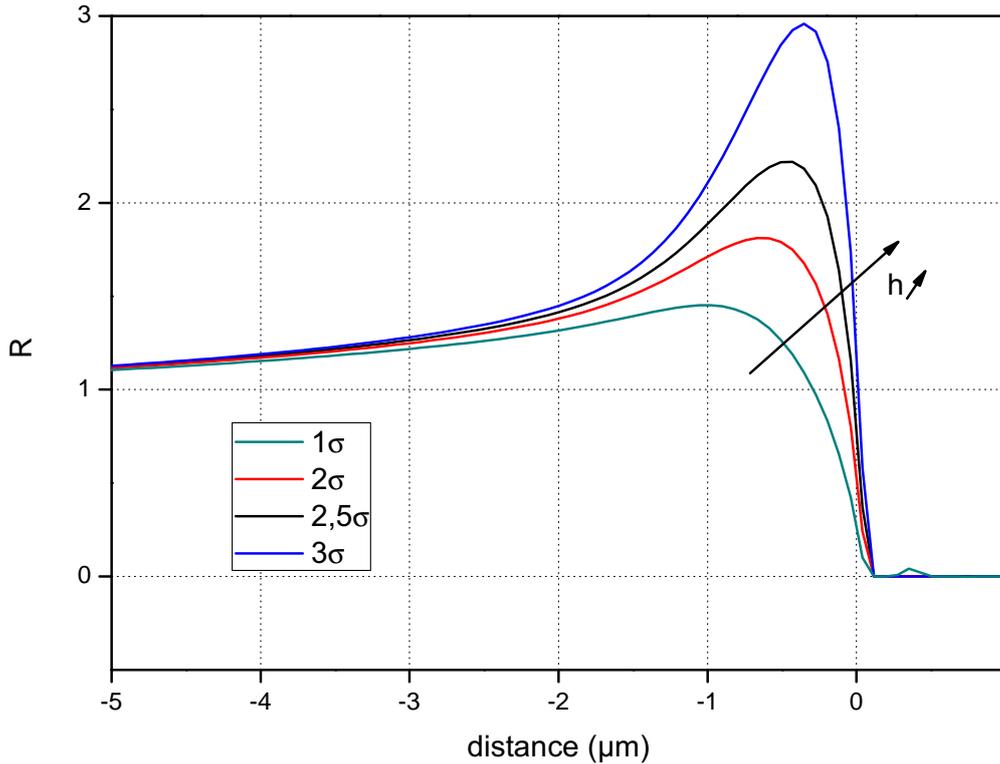


FIGURE 2.13 – Influence du terme h sur le profil d'épaisseur SAG pour $\mu = 0,01$ et $\rho = 1$.

2.2.4.2 Le terme $\frac{\partial h}{\partial x}$

Le terme $\frac{\partial h}{\partial x}$ est un terme d'advection, c'est-à-dire du type $\vec{v} \cdot \vec{\nabla} h$. Il a un effet de déplacement de la matière vers le cristal, ce qu'on voit sur la figure 2.14. Ensuite on voit que plus la valeur du coefficient multiplicatif de ce terme est importante, plus la pente de la surcroissance augmente.

Par contre, numériquement ce terme est celui qui va poser le plus de difficultés, étant le moins stable. Lorsqu'on augmente la valeur du coefficient multiplicatif de ce terme, il est aussi nécessaire d'augmenter la précision des pas d'intégration et donc le temps de calcul. Pour plus de détails sur l'équation d'advection et ses méthodes de résolutions, le papier de Chock [102] est intéressant. Enfin un exemple de résolution est développé sur le site de Basilisk par Pierre-Yves Lagrée³.

2.2.5 La description globale de l'épitaxie sélective

La figure 2.15 synthétise l'influence des différents termes de manière additive. La première est la courbe ne représentant que le terme de flux v_0 (noir). Ensuite on rajoute l'influence du potentiel chimique (vert), puis celle de la diffusion de surface (rouge), du terme h (orange) et du terme en $\frac{\partial h}{\partial x}$ (bleu).

3. <http://basilisk.fr/sandbox/M1EMN/BASIC/advecte1.c>

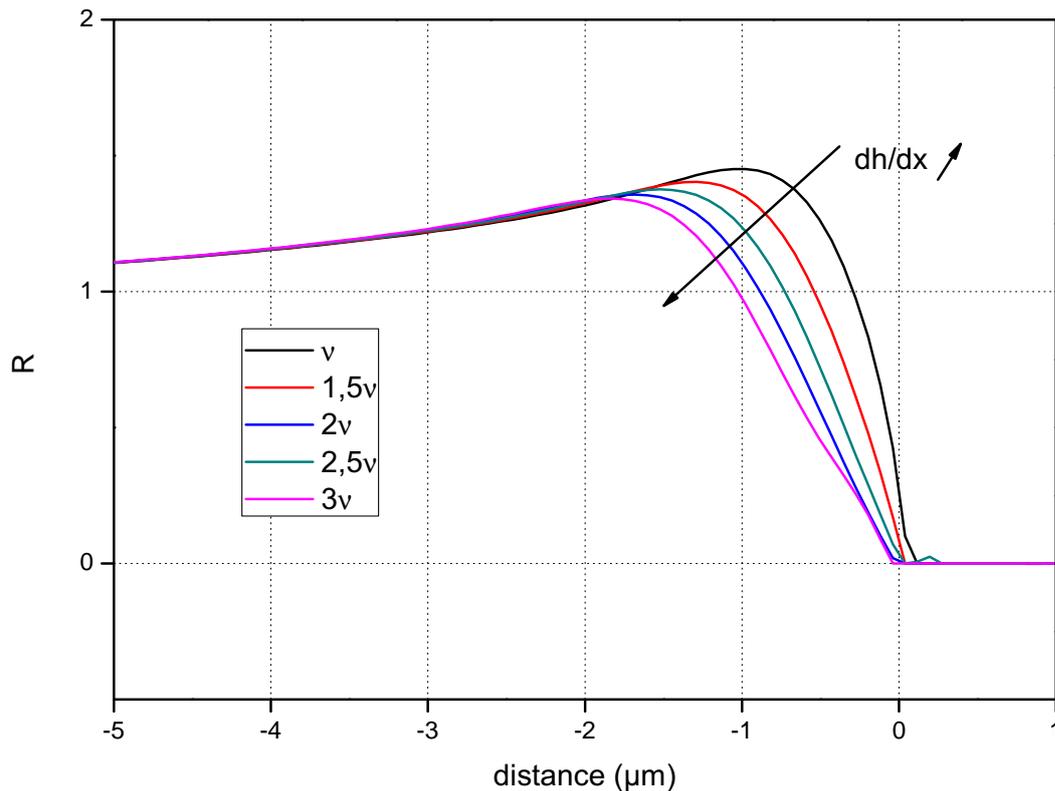


FIGURE 2.14 – Influence du terme $\frac{\partial h}{\partial x}$ sur le profil d'épaisseur SAG pour $\mu = 0,01$ et $\rho = 1$.

Nous avons déjà vu l'influence du potentiel chimique et de la diffusion de surface. La courbe rouge est donc la modélisation des deux phénomènes à la fois. On voit donc l'effet du potentiel chimique qui va arrondir et décaler la pointe de la surcroissance. L'effet de la diffusion de surface est aussi notable. Ajoutée à l'effet du potentiel chimique, la pointe de la surcroissance est plus fortement lissée et une quantité supérieure de matériaux diffuse sur le masque. La valeur de ρ choisie dans ce cas ne permet pas de voir un effet important de diffusion sur le cristal. Lorsqu'on prend en compte le terme en h (orange), la surcroissance est amplifiée. Enfin quand le terme $\frac{\partial h}{\partial x}$ (vert) est à son tour pris en compte, on peut noter trois effets. Tout d'abord la surcroissance se réduit, ensuite la courbe se déplace vers le cristal et l'angle entre la normale et la pente de la courbe augmente.

2.3 Discussion

Dans cette section, nous allons discuter de la manière dont nous allons pouvoir utiliser cette modélisation à des fins pratiques. Nous allons voir comment on peut faire évoluer un profil en fonction du temps pour simuler une croissance réelle. Nous essayerons d'adapter la modélisation à un profil SAG de Phosphore d'Indium (InP). Enfin nous comparerons notre modélisation à une autre méthode prenant en compte les mêmes phénomènes que nous.

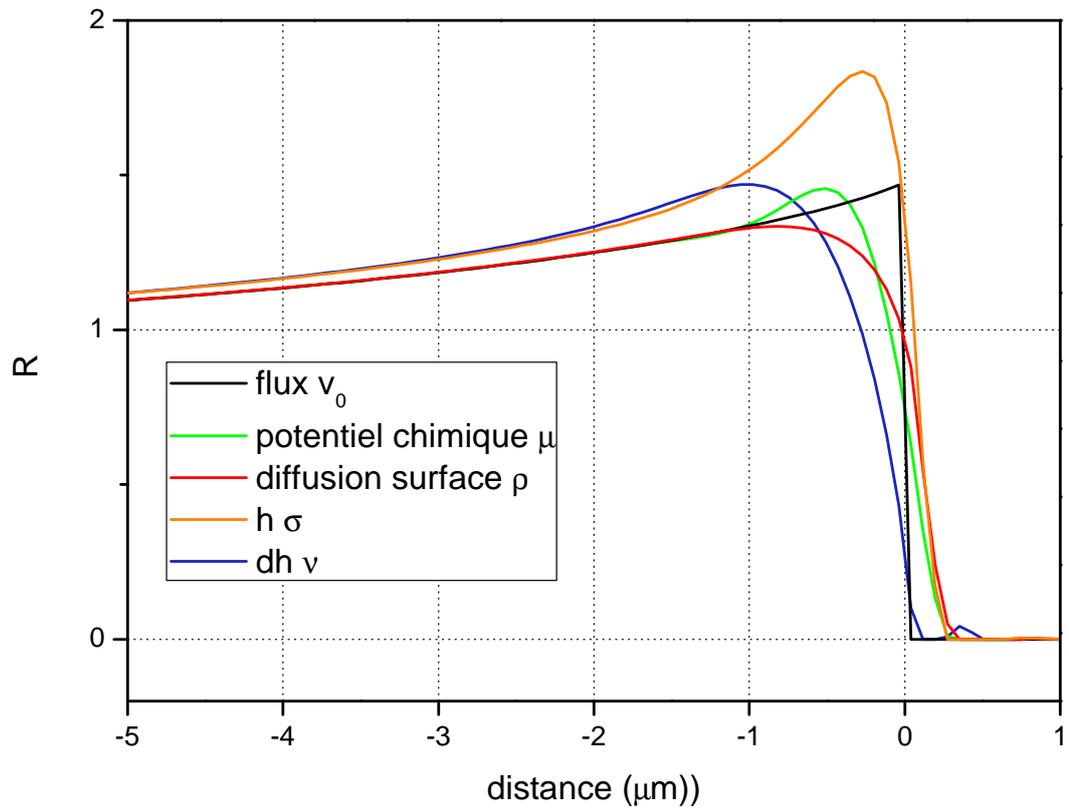


FIGURE 2.15 – Synthèse de l'influence des termes sur le profil d'épaisseur SAG pour $\mu = 0,01$ et $\rho = 1$.

2.3.1 Une résolution en fonction du temps

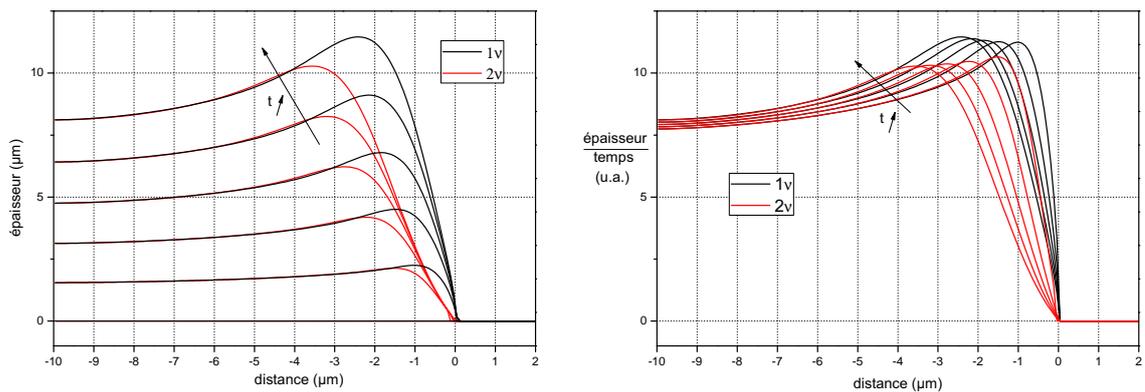


FIGURE 2.16 – Modélisation d'un profil SAG évoluant en fonction du temps (gauche) et normalisé par le temps (droite) pour deux valeurs de coefficient devant le terme $\frac{\partial h}{\partial x}$.

Un exemple de modélisation en fonction du temps est présenté sur la figure 2.16. Le premier profil présente une évolution de l'épaisseur pour différents temps de croissance et pour deux valeurs de coefficient devant le terme h . Le second profil de la figure 2.16

présente l'évolution de l'épaisseur divisée par le temps de croissance numérique $\frac{\text{épaisseur}}{\text{temps}}$ pour ces deux valeurs de coefficient. Tout d'abord, on voit que la matière se déplace en fonction du temps. La position de la surcroissance se déplace vers le cristal quand le temps augmente. On le voit nettement sur les deux profils. Ensuite ce qui est notable est le fait que sur le second profil, les courbes ne soient pas confondues. En effet la valeur du ratio $\frac{\text{épaisseur}}{\text{temps}}$ est constante mais la surcroissance évolue.

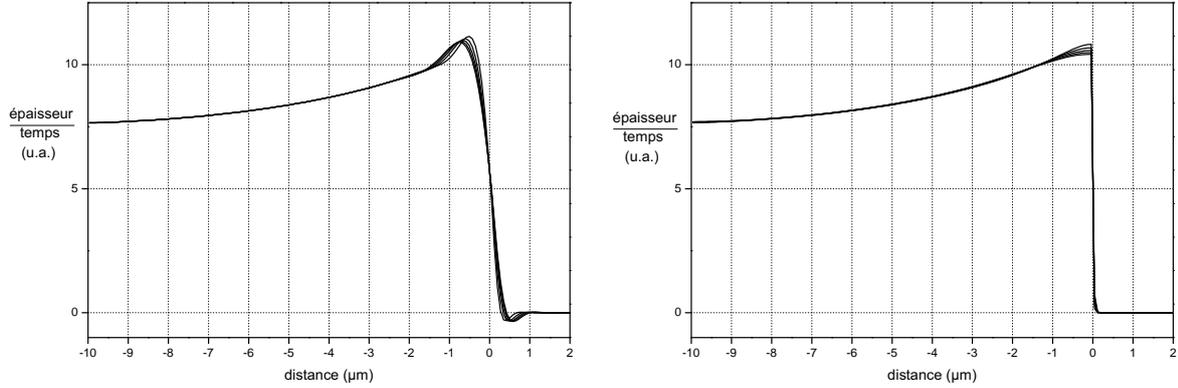


FIGURE 2.17 – Modélisation d'un profil SAG évoluant normalisé par le temps pour le potentiel chimique (gauche) et pour la diffusion de surface (droite).

Si on regarde ce phénomène pour les profils prenant seulement en compte le potentiel chimique ou la diffusion de surface, ce phénomène n'a pas lieu (figure 2.17). Les profils sont confondus. On dit que solutions sont auto-semblables.

La vitesse de croissance "numérique" n'est donc pas constante. Cela veut dire que le temps de calcul doit être adapté à la configuration choisie pour être représentatif de nos conditions de croissance et il est un de nos degrés de liberté pour adapter la simulation du profil SAG.

2.3.2 L'application du modèle

Sur la figure 2.18, nous avons représenté une modélisation SAG en transparence d'une photo prise au microscope électronique à balayage (MEB) d'un échantillon SAG [72]. L'échantillon est constitué d'une couche d'InP et de marqueurs InGaAs qui permettent de caractériser les effets de la croissance sélective sur le profil. La modélisation est issue de la résolution de l'équation :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = v_0 - \alpha_0 \sigma h - \beta_0 \nu \frac{\partial h}{\partial x} - \mu_0 \frac{\partial^4 h}{\partial x^4} + \rho_0 \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \quad (2.29)$$

avec le jeu de paramètres suivant :

$$\begin{cases} \alpha_0 &= 8,3 \\ \beta_0 &= 15 \\ \mu_0 &= 0,01 \\ \rho_0 &= 1. \end{cases} \quad (2.30)$$

On voit que la simulation est proche de l'image mais elle ne se superpose pas parfaitement. Plusieurs points sur la modélisation peuvent expliquer cet écart par rapport à la réalité. Tout d'abord, nous avons choisi des valeurs du potentiel chimique et de la diffusion de surface qui sont constantes sur le cristal. Or il faudrait qu'elle varie selon la position et aussi au cours du temps car la déformation évolue. Par exemple sur l'image MEB, ce phénomène est visible au niveau de la surcroissance. L'évolution de la modélisation est linéaire alors que la surcroissance évolue peu avant le marqueur 4. Enfin la modélisation est limitée par l'approximation locale. En utilisant la valeur de concentration N_{local} issue de l'approximation locale, il est possible que nous ne prenions pas suffisamment en compte la variation du flux près du masque.

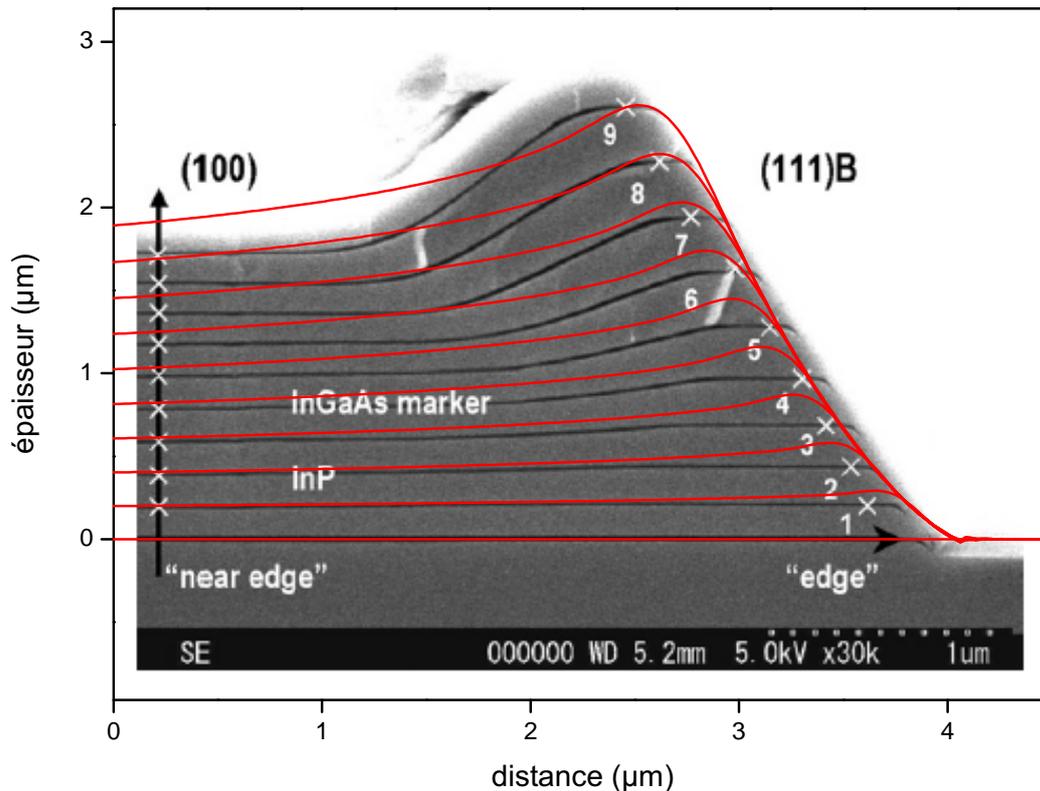


FIGURE 2.18 – Image d'un échantillon SAG réalisée par microscopie électronique à balayage (MEB) superposée avec une modélisation résultant de l'équation 2.29.

2.3.3 Comparaison

Il est possible de linéariser et de ré-écrire l'équation de Khenner *et al.* sous une forme dépendante de la hauteur h :

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}} = J - D \frac{\partial^4 \bar{h}}{\partial \bar{x}^4} + \delta \frac{\partial^2 \bar{h}}{\partial \bar{x}^2}. \quad (2.31)$$

avec $Vn = \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}}$ et les coefficients J , D et δ calculés à partir des données sans dimensions de la table 2 de l'article.

$$\begin{cases} J &= 1, 2 \cdot 10^{-2} \\ D &= 3 \cdot 10^{-8} \\ \delta &= 1, 6 \cdot 10^{-6}. \end{cases} \quad (2.32)$$

Ces coefficients sont intéressants car ils sont caractéristiques des différents phénomènes pris en compte par la modélisation. On voit que le terme de flux est le plus important. Ensuite on remarque que les autres coefficients ont des valeurs bien plus faibles avec quatre et six ordres de grandeur plus faibles.

De même, l'équation SAG 2.28 peut se simplifier :

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} = 1 - \mu \frac{\partial^4 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^4} + \rho \frac{\partial^2 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^2}, \quad (2.33)$$

avec $\mu = 0,01$ et $\rho = 1$. On va donc choisir de nouvelles dimensions T , H , et X afin de comparer les dimensions des deux modèles.

$$\begin{cases} \bar{t} &= T \tilde{t} \\ \bar{h} &= H \tilde{h} \\ \bar{x} &= X \tilde{x} \\ J &= \frac{H}{T}. \end{cases}$$

$$\frac{H}{T} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} = J - \frac{DH}{X^4} \frac{\partial^4 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^4} + \frac{H\delta}{X^2} \frac{\partial^2 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^2}$$

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} = 1 - \frac{DT}{X^4} \frac{\partial^4 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^4} + \frac{T\delta}{X^2} \frac{\partial^2 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^2}$$

Pour déterminer les dimensions qui correspondent à notre modélisation à partir de l'équation issu du modèle de Khenner *et al.*, il faut résoudre le système :

$$\begin{cases} \frac{DT}{X^4} = \mu_0 \\ \frac{T\delta}{X^2} = \rho_0, \end{cases}$$

ce qui nous donne de nouvelles dimensions $X = 1,37$ et $T = 1,2 \cdot 10^6$. Cela nous permet d'obtenir le changement de dimension entre notre modélisation et celle de Khenner *et al.* :

$$\begin{cases} \bar{t} &= 1,17 \cdot 10^6 \tilde{t} \\ \bar{h} &= 1,4 \cdot 10^5 \tilde{h} \\ \bar{x} &= 1,37 \tilde{x}. \end{cases}$$

Les valeurs obtenues permettent de comparer les modèles. Le premier point important est que les dimensions x de la fenêtre de calcul sont équivalentes. Par contre, on se rend compte pour la hauteur h par exemple, qu'il y a cinq ordres de grandeur d'écart ce qui peut expliquer les surcroissances importantes que nous voyons dans la modélisation de

Khenner *et al.* , qui ne concordent pas avec une expérience. Enfin l'écart entre les temps semble confirmer le fait que les régimes de croissance qui sont modélisés sont différents.

2.4 Synthèse

Dans ce chapitre nous avons tout d'abord rappelé le principe de la modélisation de l'épitaxie sélective fondée sur la diffusion en phase vapeur (VPD). Ce type de simulation est aujourd'hui la technique la plus accessible afin d'avoir un modèle prédictif de conception de masques pour la SAG. Cependant il présente quelques faiblesses lorsque les dimensions des masques se réduisent et que les phénomènes de surface deviennent aussi importants que les effets issus du volume de gaz.

Un modèle plus précis prenant en compte ces phénomènes est donc développé dans la suite du chapitre. Il permet de simuler une croissance anisotrope tout en ayant l'avantage de ne pas présenter un trop grand nombre de paramètres ajustables comme c'est le cas dans le modèle géométrique de Khenner *et al.* [97]. Le modèle est fondée sur le développement mathématique de la surface perturbée. Il prend aussi en compte le phénomène de migration de surface et l'énergie de l'interface à travers le potentiel chimique. Les résultats obtenus sont satisfaisants. La modélisation permet de retrouver un profil SAG réel mais présente encore quelques défauts. Des perspectives d'amélioration sont possibles en prenant en compte un profil issu de la modélisation VPD à la place d'un profil issu d'une formule analytique.

De plus le modèle développé ici nécessite maintenant d'être intégré dans le logiciel de modélisation SAG du III-V lab, qui permet d'avoir la correspondance entre les transitions électroniques et les niveaux confinés d'une zone SAG et de sa zone de référence.

Chapitre 3

Étude du matériau AlGaInAs pour la conception de sources photoniques

Sommaire

3.1	Étude des propriétés laser de matériau à multi-puits quantiques	70
3.1.1	Fabrication des échantillons	70
3.1.2	Caractérisation des lasers à contact large	72
3.1.3	Les mécanismes de pertes dans les lasers	73
3.1.4	Analyse des résultats	76
3.2	Matériau pour modulateur à électro-absorption	78
3.2.1	Principe de fonctionnement	78
3.2.2	Transitions excitoniques	78
3.2.3	L'effet Stark confiné dans les puits quantiques	79
3.2.4	Optimisation de la structure de bandes	79
3.3	Caractérisation du phénomène d'électro-absorption dans les puits quantiques	84
3.3.1	Description du montage expérimental	84
3.3.2	Étude des échantillons par photocourant	85
3.4	Synthèse	86

Nous avons vu jusqu'ici que l'intégration de circuits photoniques permet d'obtenir des composants plus performants. Nous avons ensuite vu la méthode de modélisation que nous venons de développer pour réaliser l'intégration de circuits photoniques. Maintenant nous allons nous intéresser plus en détails au type de matériaux qui vont constituer ces circuits. Comme le composant visé va intégrer un laser avec un modulateur, les propriétés de matériau AlGaInAs en émission et en absorption vont être présentées.

3.1 Étude des propriétés laser de matériau à multipuits quantiques

Afin d'optimiser les performances d'une diode laser, il est intéressant de pouvoir sonder le potentiel du matériau au préalable. Le laser à contact large est un outil d'étude rapide adéquat pour cela. Il permet d'accéder aux propriétés laser du matériau tout en s'affranchissant des problématiques de conception du composant.

3.1.1 Fabrication des échantillons

Les composants que nous voulons réaliser sont basés sur une zone active composée de multipuits quantiques. Une structure standard fabriquée par MOVPE est présentée dans la Table 3.1 où la zone active consiste en un empilement de dix puits contraints en compression à 1 % encadrés par 11 barrières contraintes en tension à -0,6 %. Les degrés de liberté important dans la conception d'une zone active pour un laser sont donc les gaps et les épaisseurs des puits et des barrières. Les structures ont été choisies afin d'étudier l'influence du gap de la barrière et de l'épaisseur du puits sur les performances laser. On utilisera le terme d'offset de bandes qui correspond à la hauteur de la discontinuité de bande de valence ou de conduction à une hétéro-interface. Les structures A et B ont des épaisseurs de puits de 8 nm et 6 nm avec des hauteurs de barrières différentes¹. La structure C est une structure à puits plus fins, de 5 nm qui a été épitaxiée avec une barrière de contrainte élevée. En effet cela augmente le confinement des électrons tout en diminuant le confinement des trous. Nous parlerons dans cette partie de l'effet du confinement des électrons sur les propriétés laser et dans la partie suivante de l'importance de réduire le confinement des trous lourds pour les propriétés d'absorption. Les propriétés laser des sept structures ont été analysées et sont présentées ici.

Les étapes technologiques pour fabriquer un laser à contact large sont assez simples. Une étape de photolithographie est effectuée afin de définir des rubans larges de métal de 50 μm . Enfin un contact n est déposé en face arrière après l'amincissement de la plaque

1. Dans la Table 3.2, les hauteurs de barrière sont indiquées en utilisant l'offset de bande de valence effectif $\Delta E_{v,eff}$. En effet pour un laser l'offset de bande de conduction effectif $\Delta E_{c,eff}$ est plus pertinent car il va permettre de caractériser le confinement des électrons qui seront plus à même de fuir. Cependant dans notre cas, les structures ont été conçues pour avoir une valeur de $\Delta E_{v,eff}$ supérieure à 140 meV, assez élevé pour assurer un minimum de fuite.

couche	composition	épaisseur (nm)	dopage
contact p	InGaAs	300	$p = 3 \times 10^{19}$ (Zn)
spacer	InP	2500	$p = 1,4 \times 10^{18}$ (Zn)
SCH	$\text{Al}_{0,390}\text{Ga}_{0,080}\text{In}_{0,530}\text{As}$	20	nid
barrière	$\text{Al}_{0,375}\text{Ga}_{0,185}\text{In}_{0,440}\text{As}$	10	nid
puits	$\text{Al}_{0,166}\text{Ga}_{0,174}\text{In}_{0,660}\text{As}$	8 (x10)	nid
barrière	$\text{Al}_{0,375}\text{Ga}_{0,185}\text{In}_{0,440}\text{As}$	10 (x10)	nid
SCH	$\text{Al}_{0,390}\text{Ga}_{0,080}\text{In}_{0,530}\text{As}$	60	nid
buffer	InP	2000	$n = 1 \times 10^{18}$ (Si)
substrat	InP		

TABLE 3.1 – Empilement complet de la structure de test pour un laser à contact large

structure	épaisseur puits (nm)	épaisseur barrière (nm)	nombre de périodes	$\Delta E_{v,\text{eff}}$ (meV)	contrainte barrière
A1				126	
A2	8	10	10	107	-0,6 %
A3				91	
B1				126	
B2	6	7,5	13	98	-0,6 %
B3				70	
C	5	6	17	45	-1 %

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif des sept structures épitaxiées

à une épaisseur de $120 \mu\text{m}$. Ces étapes seront détaillées dans le chapitre 5. Les étapes technologiques peuvent être résumées de cette façon :

1. L'épitaxie

Les structures sont épitaxiées par MOVPE. Elles consistent en une zone active encadrée par un cladding d'InP dopé p et un contact p de 300 nm d'InGaAs, au-dessus et par buffer d'InP dopé n en-dessous (Table 3.1). La zone active est constituée de multi-puits quantiques avec puits contraints en compression à 1 %. Sept structures différentes ont été épitaxiées. Elles ont la même épaisseur de zone non intentionnellement dopée (nid) constituée de 180 nm de multipuits quantiques, encadrées par deux couches de confinement séparées (SCH), de 20 nm coté n et 60 nm coté p. Cela est nécessaire pour garder un champ électrique identique et un coefficient de confinement optique similaire entre les structures. Les SCH permettent un meilleur confinement de la lumière dans les puits grâce à leur indice optique plus faible[103]. Les différents structures sont résumées dans la Table 3.2.

2. Contact métallique p

Après épitaxie, une étape de photolithographie est effectuée afin de définir les ouvertures où les contacts métalliques seront déposés. Une couche de Platine puis une couche d'Or sont déposées par pulvérisation. Puis en plongeant la plaque dans un solvant, les couches de métal déposées sur la résine se décollent laissant seulement les plots de contact p. Enfin un recuit thermique rapide de 10 s à 420 ° C permet de diffuser une partie du Platine dans le matériau.

3. Amincissement et contact métallique n

Pour faciliter la découpe des composants, il est important que la plaque soit amincie. Un polissage mécanique et chimique bromée sur la face arrière permet de réduire l'épaisseur de la plaque à 120 μm . Enfin une étape de métallisation en face arrière est effectuée où un tri-couche de Titane, de Platine et d'Or est déposé.

Les lasers larges sont ensuite obtenus en clivant des barrettes de différentes longueurs de cavité allant de 300 μm à 2 mm.

3.1.2 Caractérisation des lasers à contact large

Les lasers vont nous permettre d'accéder facilement à certaines caractéristiques statiques du matériau comme le gain modal, la densité de courant et la température maximum de fonctionnement à partir des courbes de puissances optiques en fonction du courant injecté $P(I)$ pour différentes longueurs de composant. Les caractéristiques sont extraites à partir des formules suivantes :

$$\ln\left(\frac{J_{th}}{J_0}\right)\Gamma g_{th} = \frac{1}{L}\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) + \alpha_{int}, \quad (3.1)$$

où J_{th} est le courant de seuil, J_0 est le courant de transparence, Γg_{th} est le gain modal, L la longueur du laser, R_1 et R_2 la réflexion des facettes et α_{int} les pertes internes de la cavité. Puis de

$$\frac{1}{\eta_{ext}} = \frac{e}{\eta_{int}\hbar\omega} \left(1 + \frac{2\alpha_{int}}{\frac{1}{L}\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}\right), \quad (3.2)$$

où η est le rendement quantique externe, $\hbar\omega$ est l'énergie du photon et η_i le rendement quantique interne. Enfin la température caractéristique T_0 est donné pour deux mesures de densité de courant de seuil à deux températures T_1 et T_2 différentes par :

$$J_{th,T_2} = J_{th,T_1} \exp\left(\frac{T_2 - T_1}{T_0}\right). \quad (3.3)$$

Le courant de seuil I_{th} et la pente de la courbe P(I) sont extraits des mesures. Pour un laser de largeur w fixée dans notre cas à $50 \mu\text{m}$ par le contact métallique, la densité de courant de seuil est donné par $J_{th} = I_{th}/(L.w)$. La courbe $\ln(J_{th})$ en fonction de l'inverse de la longueur L du laser a été tracée pour toutes les structures présentées précédemment. A partir de cette courbe nous obtenons la valeur de la densité de seuil par puits $J_{inf/W}$ pour un laser de longueur infini. De même l'inverse du rendement interne est extrait des courbes P(I) grâce à la pente au seuil. Enfin la température caractéristique de fonctionnement a été obtenue en traçant la densité de seuil en fonction de la température pour un laser d'un longueur de $600 \mu\text{m}$. La figure 3.1 donne l'exemple des courbes extraites pour la structure B3. La figure 3.3 récapitule les résultats de température caractéristique de fonctionnement, de densité de courant de seuil par puits et de rendement interne pour les sept structures étudiées.

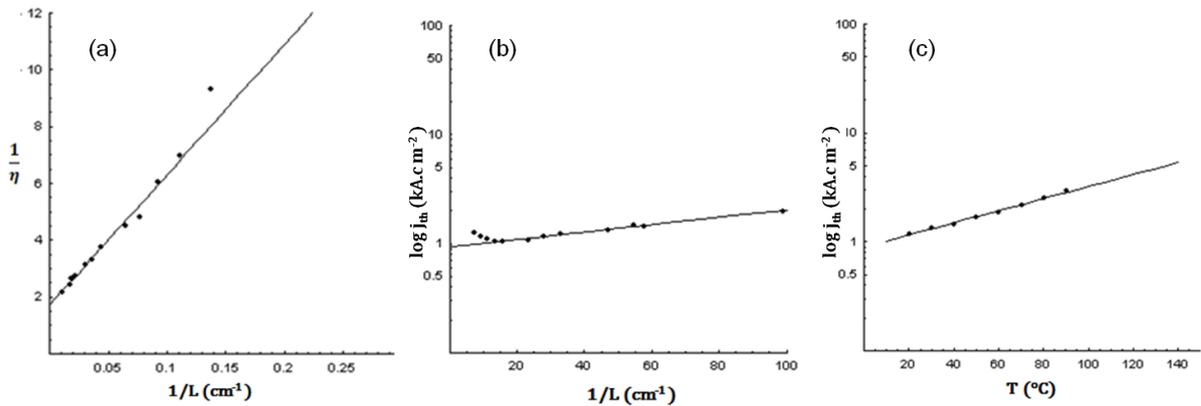


FIGURE 3.1 – (a) Inverse du rendement quantique externe en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité, (b) densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité et (c) densité de courant de seuil en fonction de la température pour un laser de $600 \mu\text{m}$.

3.1.3 Les mécanismes de pertes dans les lasers

Afin d'interpréter les résultats, il est nécessaire d'avoir quelques éléments sur les mécanismes de perte et plus précisément sur la fuite des porteurs dans les lasers. Ce sont les phénomènes principalement lié aux performances statiques des lasers. Comme les différences de comportement entre les structures sont dues aux différences de conception des multi-puits quantiques, nous parlerons donc des pertes dues aux fuites de porteurs dans les barrières, à l'absorption entre bande de valence et aux pertes dues aux recombinaisons Auger. Nous ignorerons d'autres mécanismes de pertes comme les recombinaisons aux interfaces ou celle dues aux défauts par exemple.

3.1.3.1 Les fuites de porteurs vers les zones n et p

Il a été démontré que les fuites par dérive et diffusion de porteurs thermiquement excités (émission thermoïonique) sont une cause importante dans l'augmentation du courant de

seuil et dans la réduction de la température caractéristique T_0 [104], pour des structures "ruban". En effet pour le cas de la famille de matériau InGaAsP, c'est principalement la fuite des électrons hors du puits qui est préjudiciable due au faible offset de bande de conduction associé à leur forte mobilité [105, 106]. Dans le cas de la famille AlGaInAs, comme l'offset de bande de conduction est plus favorable pour le confinement des électrons, il a été observé qu'une partie des électrons recombinaient dans la zone p à fort courant [107], ce qui dégrade les performances en température et limite la puissance émise [108]. L'utilisation de couches de grand gap de part et d'autre de la zone active est nécessaire.

Ensuite il a été montré, principalement pour la famille InGaAsP, qu'afin d'éviter la fuite des électrons, il est nécessaire que le dopage p dans le cladding soit supérieur $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [109, 110]. En effet, plus la population de trous est élevée, plus la probabilité pour que les électrons recombinaient l'est aussi. Enfin les pertes peuvent être réduites dans le cas où un seul des deux porteurs est fortement confiné. Effectivement plusieurs équipes ont fait la démonstration de lasers à multipuits quantiques contraints en tension à $1,5 \mu\text{m}$ avec une forte asymétrie d'offset de bande ($\Delta E_v = 0,95\Delta E_g$) [111, 112] qui présentaient d'excellentes performances en température. Cela est dû à l'attraction de Coulomb qui va localiser un porteur dans la couche quand l'autre porteur est bien confiné. Ce phénomène, appelé confinement électrostatique des porteurs par injection induite, a été introduit par Barreau *et al.* [113] et aide à limiter les fuites.

3.1.3.2 L'absorption entre bandes de valence

L'absorption entre bandes de valence (IVBA pour *Intervalence Band Absorption*) est un phénomène connu pour être responsable de la dégradation du courant de seuil en fonction de la température [114]. Il est dû à l'absorption d'un photon qui va permettre la transition d'un électron profond dans la bande de valence vers des sous-bandes de valence de niveau d'énergie plus élevé [115, 116]. Malheureusement la majorité de la bibliographie à ce sujet se consacre à la famille de quaternaire InGaAsP à $1,55 \mu\text{m}$. En effet, la configuration d'offset de bande favorise ce phénomène pour ce matériau. De plus, plus la longueur d'onde d'émission est élevée, plus l'IVBA est favorisée du à une faible valeur d'écart entre la bande de spin orbite et la bande de trous lourds la plus proche (voir Figure 1.4) [117]. L'étude théorique de Pan *et al.* [118] est une des rares à se consacrer à la famille AlGaInAs à $1,3 \mu\text{m}$. Leur conclusion est que les pertes induites par la dépendance en température sont majoritairement dues à la recombinaison Auger. De plus ils déterminent aussi que les pertes IVBA sont réduites par rapport à la famille InGaAsP à $1,3 \mu\text{m}$.

3.1.3.3 Les recombinaisons Auger

Comme nous venons de le voir, la recombinaison de type Auger est le mécanisme le plus important responsable des pertes pour le quaternaire AlGaInAs. Il est aussi montré que les pertes Auger sont la contribution principale du courant de transparence [118]. Elles sont basées sur une interaction électron-électron où l'énergie résultant de la recombinaison d'électron et d'un trou est transférée à un autre électron (ou trou) sous forme cinétique. Le

porteur "chaud" créé atteint son équilibre thermique en transférant son énergie au réseau, ce qui peut générer des défauts ou il peut passer au-dessus de la barrière et en participer aux fuites énoncées précédemment. La densité de courant Auger dans un puits est donné par :

$$J_{Aug} = eLCN_{QW}^3, \quad (3.4)$$

où L est la largeur du puits, C est le coefficient Auger qui est proportionnel à la température et N_{QW} est la densité de porteurs confinés dans le puits. Les pertes Auger sont donc visibles à fort courant ou à température élevée et sont proportionnelles à la largeur des puits. Pour réduire ce type de pertes, il est nécessaire d'espacer voire de supprimer les niveaux confinés autres que le niveau fondamental. Cela peut être réalisé en diminuant l'épaisseur des puits ainsi que la hauteur de barrière [108] ou en augmentant la contrainte dans les puits [119]. Dans nos structures en AlGaInAs, ce sont principalement les niveaux de trous lourds qui sont confinés.

3.1.3.4 Choix de conception par rapport aux mécanismes de pertes

Pour pallier à la recombinaison des électrons et des trous dans les zones p et n, nous avons choisi de concevoir nos structures avec des SCH en AlGaInAs d'un gap de 1,1 eV. En effet pour bloquer les porteurs, la couche idéale serait une couche en AlInAs accordée sur InP. C'est la couche de la famille AlGaInAs qui a le plus grand gap. Cependant son inconvénient est d'avoir une interface de type II avec l'InP (Figure 3.4) ce qui n'est pas favorable à l'injection des électrons par exemple. Nous avons choisi, suite aux travaux de Hybertsen [120], de réaliser la couche de plus grand gap possible qui n'aurait pas cette interface de type II. Ensuite comme expliqué précédemment, il est important d'avoir un dopage p assez fort pour limiter les fuites. Le dopage p a donc été fixé à $1,4 \cdot 10^{18}$.

Enfin pour la conception de la structure C, nous voulions réduire l'offset de bande de valence et donc le nombre de niveaux de trous lourds tout en augmentant l'offset de bande de conduction pour augmenter le confinement des électrons. Cela est illustré par des simulations sur la figure 3.2. On voit que diminuer fortement le gap de la barrière permet de réduire le confinement des trous lourds au détriment de celui des électrons. Mais augmenter la contrainte de la barrière permet de revenir à un confinement des électrons élevé.

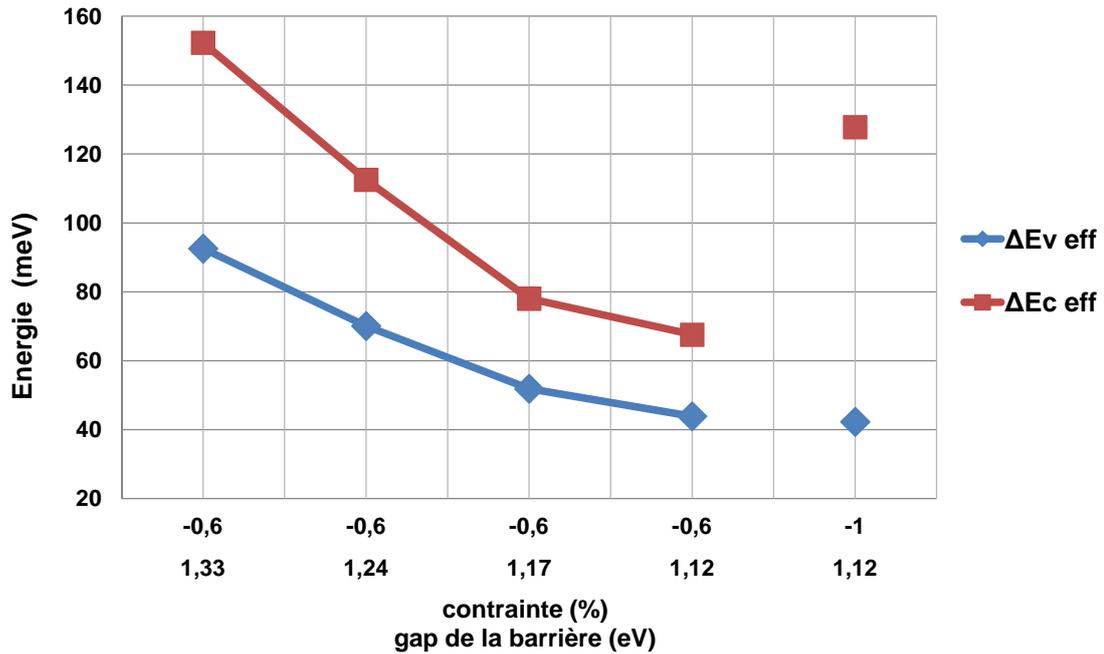


FIGURE 3.2 – Simulation des offsets de bande de conduction et de valence pour des MQW en AlGaInAs avec des puits de 5 nm et des barrières 6 nm.

3.1.4 Analyse des résultats

La figure 3.3 montre que les paramètres laser sont assez proches. Cependant quelques tendances se dégagent. En ce qui concerne le seuil par puits, le comportement global est constant. On voit le rôle des SCH de "grand" gap qui empêchent les fuites et la recombinaison des électrons au niveau du contact p et des trous au niveau du contact n. Cela permet de voir le rôle de la hauteur de barrière par groupe d'épaisseur. Comme nous l'avons vu précédemment une barrière basse réduit les recombinaisons Auger [108] et donc le courant de transparence [118]. En effet les simulations de diagramme de bande nous montrent la réduction de nombre de niveaux confinés dans les puits. L'effet est plus fort pour les puits de 6 nm par rapport à ceux de 8 nm. Pour la structure C, nous espérons un meilleur seuil mais comme l'offset de bande de conduction effectif $\Delta E_{c,eff}$ est plus fort, environ 155 meV, il y a plus de niveaux électroniques confinés, ce qui n'est pas favorable.

Pour la température caractéristique, la tendance est plutôt vers les puits fins. En effet les structures A sont légèrement moins bonnes. Cela peut être attribué aux pertes Auger car un plus grand nombre de niveaux sont confinés dans ces structures. Un léger effet de la hauteur de barrière est reconnaissable sur la structure A3 qui est un peu meilleure. Cependant l'effet de la hauteur de barrière ne se voit pas sur les structures B. Pour la structure C avec les puits de 5 nm, la forte contrainte en tension de la barrière induit

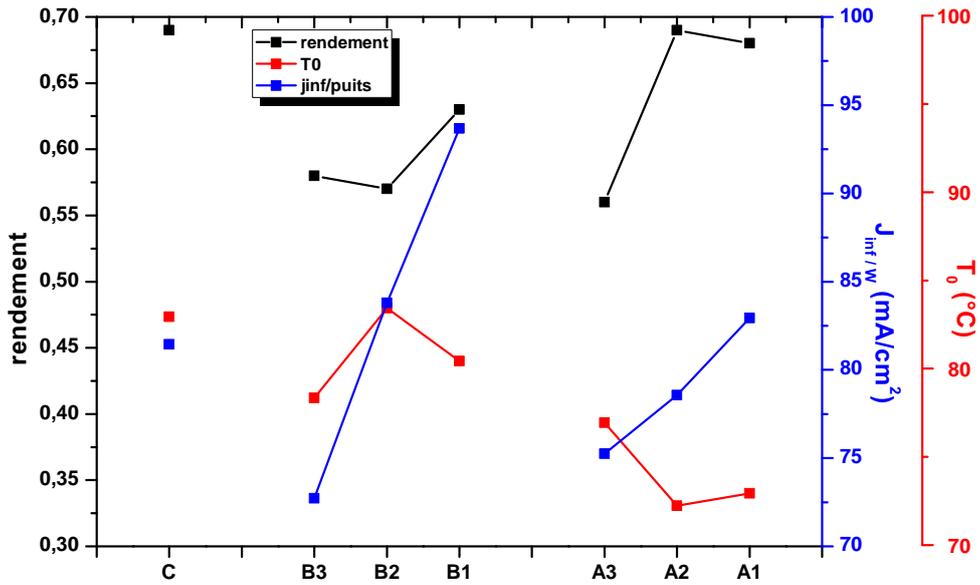


FIGURE 3.3 – Récapitulatif des mesures de température caractéristique de fonctionnement (rouge), de densité de courant de seuil par puits (bleu) et de rendement interne (noir) pour les différentes structures épitaxiées.

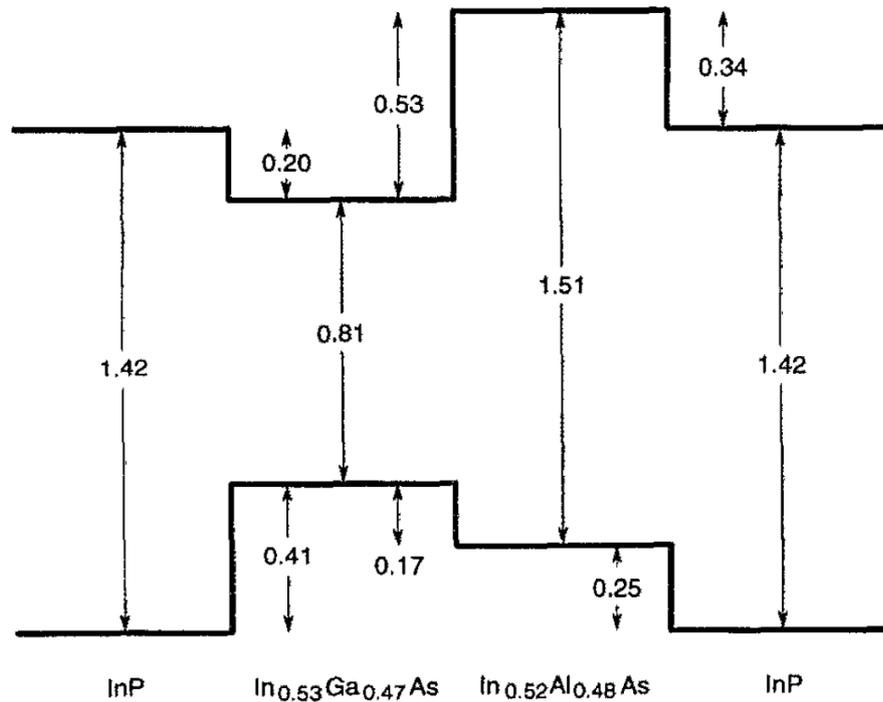


FIGURE 3.4 – Discontinuité des niveaux d'énergie des ternaires AlInAs et GaInAs accordé sur InP [120].

un offset de bande de conduction plus important ce qui donne un fort confinement des électrons. L'utilisation du fort $\Delta E_{c,eff}$ améliore donc le T_0 et la structure est la meilleure.

Cependant le comportement des structures n'étant pas si distinct, nous pouvons conclure que les SCH limitent l'essentiel des pertes.

Enfin, les valeurs de rendement quantique interne sont assez proches. La structure C est légèrement meilleure. Cependant il n'était pas attendu que les structures B soient les moins bonnes. Sur les autres on peut voir que le confinement des électrons est plus important. En effet dans les structures A, la structure A3 qui a la barrière la plus basse est la moins bonne et la structure C, qui a un fort confinement électronique, est la meilleure.

3.2 Matériau pour modulateur à électro-absorption

3.2.1 Principe de fonctionnement

Le rôle du modulateur électro-absorbant (EAM) est d'absorber ou de laisser passer la lumière incidente émise par un laser ou un autre composant placé à l'extrémité.

Un EAM est une diode PIN où la région dite intrinsèque (en réalité non intentionnellement dopée) contient le matériau électro-absorbant, cette zone étant prise en sandwich entre un matériau dopé p et un matériau dopé n.

L'intensité lumineuse est contrôlée par la tension appliquée au contact du composant. L'EAM est à l'état ouvert, c'est-à-dire qu'aucun champ n'est appliqué, en régime passant. Une tension de polarisation inverse lui est appliquée en régime absorbant, où il se comporte comme une photodiode, avec génération de photocourant. L'EAM forme un guide d'onde où le confinement vertical du mode est assuré par des matériaux d'indice de réfraction plus faible que le matériau électro-absorbant. Dans notre cas, celui-ci forme le cœur du guide qui est constitué d'un empilement de puits quantiques en matériaux AlGaInAs.

Il existe différents phénomènes d'électro-absorption selon le type d'hétérostructures : l'effet Franz-Keldysh dans le cas des matériaux massifs, l'effet Wannier-Stark dans le cas des super-réseau et l'effet Stark confiné (QCSE *quantum-confined Stark effect*) dans le cas des puits quantiques.

Le phénomène d'électro-absorption dans les puits quantiques est particulièrement intéressant car il permet d'avoir une absorption plus importante, grâce à des effets excitoniques forts par rapport aux matériaux massifs tout en ayant une absorption plus faible en régime passant par rapport aux modulateurs utilisant l'effet Wannier-Stark.

3.2.2 Transitions excitoniques

Un exciton est une quasi-particule issue de l'association d'un électron de la bande de conduction avec un trou de la bande de valence liés par interaction coulombienne. On parle aussi d'association hydrogénoïde. Dans les matériaux semi-conducteurs, l'exciton se caractérise par la présence d'un pic d'absorption à des énergies plus faibles que l'énergie

de bande interdite E_g du matériau [8]. Cette énergie est minimale pour créer une paire électron-trou dissociée. Le décalage en énergie induit par l'exciton est égal à son énergie de liaison E_b . En d'autres termes, si l'on fournit une énergie $E_g - E_b$ au semi-conducteur, on va créer une paire électron-trou liée par interaction coulombienne, ou exciton.

A température ambiante, il est difficile de l'observer. Pour l'InGaAs accordé sur InP, l'énergie de liaison est estimée à 3 meV, ce qui est faible devant l'énergie d'agitation thermique kT (25 meV à température ambiante). Cependant pour le cas d'une couche d'InGaAs confinée entre deux couches de gap infini, les calculs disent que lorsque son épaisseur diminue en-dessous de l'épaisseur caractéristique de 27 nm, le confinement énergétique modifie les propriétés de l'exciton. La réduction de la largeur du puits impose à l'exciton d'évoluer dans le plan du puits quantique en adoptant un comportement bi-dimensionnel [121]. Par exemple, pour un cas où le puits fait 9 nm d'épaisseur, l'énergie de liaison E_b de l'exciton passe à 12 meV. La réduction des dimensions entraîne donc un renforcement du caractère excitonique avec, dans le cas purement bi-dimensionnel, une énergie de liaison égale à une fraction non-négligeable de l'agitation thermique. Ainsi comparativement à un système tri-dimensionnel où l'exciton est ionisé par l'application d'un champ électrique, dans le cas de multi-puits quantiques sous champ électrique transverse, l'exciton résiste grâce au confinement des porteurs.

3.2.3 L'effet Stark confiné dans les puits quantiques

Dans notre cas, nous nous intéresserons plus en détail à l'effet QCSE puisque nous travaillons sur des zones actives à base de multi-puits quantiques. L'article de revue de Miller [123] *et al.* sur le QCSE ainsi que les mémoires de doctorat de Fabrice Devaux [124] et d'Erwan Bigan [121] sur les EAM sont pertinents pour une étude plus détaillée du phénomène.

Comme nous venons de le voir, les effets excitoniques ont une influence importante sur les propriétés optiques des semi-conducteurs et notamment sur les propriétés d'absorption. Un autre effet important lié à l'absorption dans les puits quantiques est la modification de l'énergie des sous-bandes sous l'effet d'un champ électrique appelé l'effet Stark confiné dans les puits (QSCE). Lorsqu'un champ est appliqué, les bandes se courbent et le champ repousse les électrons et les trous vers les cotés opposés du puits.

3.2.4 Optimisation de la structure de bandes

Une ingénierie de bandes optimale est essentielle afin d'obtenir un EAM performant. Différentes caractéristiques du composant comme l'intensité de saturation optique, le taux d'extinction ou l'efficacité de modulation, doivent être optimisées. Nous verrons que cela amène à faire des compromis lors de la conception du matériau.

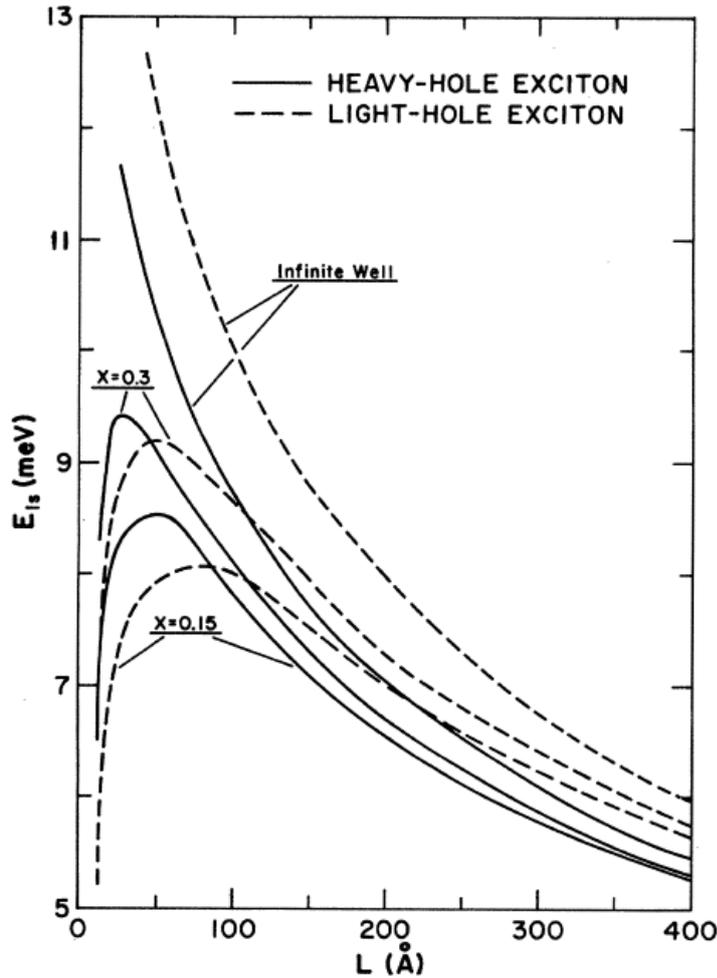


FIGURE 3.5 – Calcul de l'énergie de liaison des premiers excitons de trous lourds et trous légers en fonction de l'épaisseur du puits pour le cas d'un puits quantique en GaAs avec des barrières $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$. [122]

3.2.4.1 La saturation de l'absorption

La saturation de l'absorption d'un modulateur est un phénomène observé à forte puissance optique incidente, qui va dégrader le taux d'extinction voire la bande passante du composant [125, 126]. La source de ce phénomène est l'accumulation de porteurs photogénérés, aussi appelé "carrier pile-up" qui ne sont plus évacués assez rapidement. Le surplus de porteurs non-évacués dans la zone active engendre un écrantage du champ électrique qui va diminuer les performances de l'EAM [125]. Ce phénomène dépend principalement du temps d'évacuation des trous lourds dans le cas de MQW où les puits sont contraints en compression [127]. Plusieurs moyens sont possibles pour limiter ce phénomène en travaillant sur l'ingénierie de gap. La puissance de saturation d'un modulateur est donné par [128] :

$$I_S = \frac{\hbar\omega N_S}{\alpha(L_w + L_b)} \frac{m_e + m_h}{m_e\tau_h + m_h\tau_e}, \quad (3.5)$$

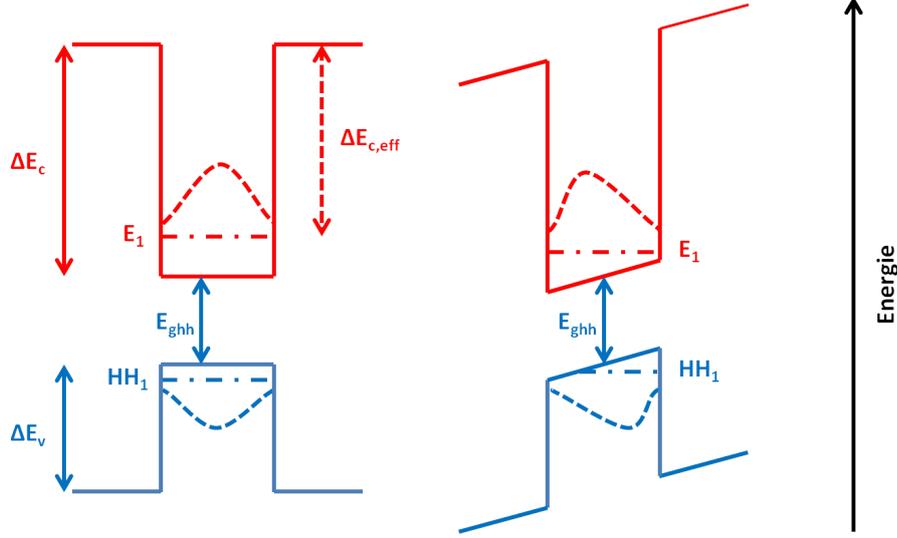


FIGURE 3.6 – Effet Stark confiné dans les puits (QSCE) avec les niveaux e1 et hh1 pour le cas de puits sous champs électrique nul (gauche) et sous champs électrique appliqué (droite).

où $\hbar\omega$ représente l'énergie du photon, N_S le nombre de porteur à la saturation, α le coefficient d'absorption, L_w (respectivement L_b) l'épaisseur du puits (respectivement de la barrière), m_e (m_h) la masse effective de l'électron (du trou) et τ_e (τ_h) le temps de vie de l'électron (du trou). Comme nous l'avons dit le temps d'évacuation des électrons est beaucoup plus faible devant celui des trous ce qui permet de simplifier l'équation 3.5 de la sorte :

$$I_S = \frac{\hbar\omega N_S}{\alpha(L_w + L_b)} \frac{m_e + m_h}{m_e \tau_h}. \quad (3.6)$$

A partir des travaux de Fox *et al.* [128, 129], l'expression du temps de vie des trous est donné par :

$$\frac{1}{\tau_h} = \frac{1}{\tau_R} + A_h \exp\left(-\frac{\Delta E_{v,eff}}{k_B T}\right) + B_h \exp\left(-2L_b \sqrt{2m_h \Delta E_{v,eff}/\hbar}\right), \quad (3.7)$$

avec $\Delta E_{v,eff}$ l'offset de bande de valence ($\Delta E_v - HH_1$) comme représenté sur la figure 3.6. Dans l'équation 3.7, le premier terme τ_R est un terme de recombinaison des porteurs, le deuxième terme est la contribution de l'émission thermoionique et le troisième terme représente l'émission tunnel (figure 3.7). L'équation 3.6 montre que le phénomène de saturation optique peut être diminué en réduisant l'épaisseur des puits et des barrières. Ensuite d'après l'équation 3.7, la réduction de l'offset de bande de valence semble aussi être une bonne méthode pour réduire le phénomène de saturation. Enfin une dernière approche est celle de l'augmentation de la contrainte dans les barrières qui a pour effet de réduire le temps d'évacuation des trous lourds [130] et qui permet aussi de réduire l'offset de bande de valence tout en gardant un offset de bande de conduction élevé.

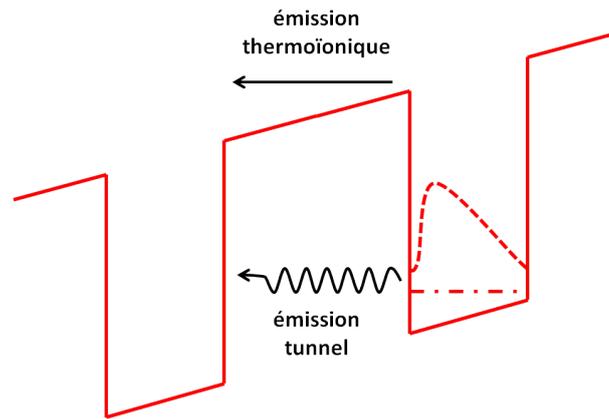


FIGURE 3.7 – Schéma de principe des phénomènes qui permettent l'évacuation des porteurs dans les puits quantiques.

3.2.4.2 Le déplacement et la force de pic excitonique

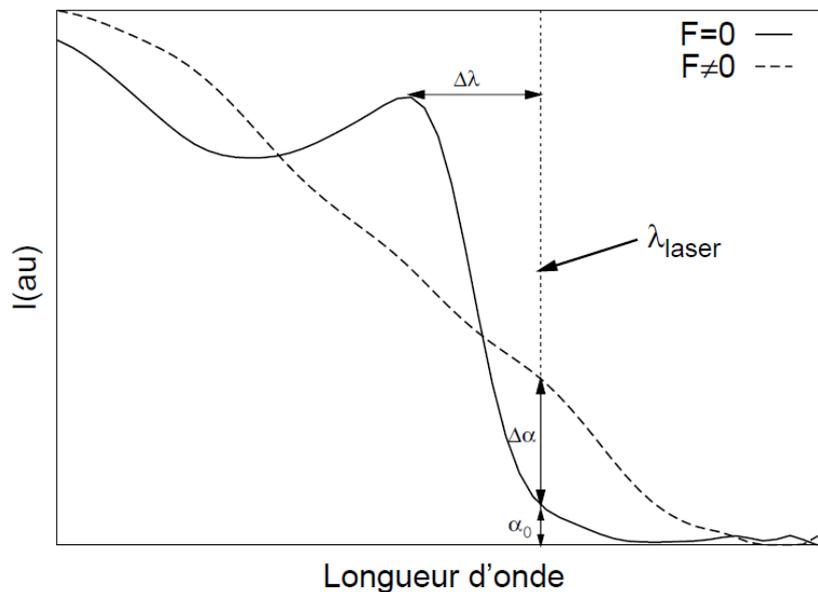


FIGURE 3.8 – Schéma de principe de la profondeur de modulation. A champ électrique nul ($F = 0$), l'EAM est à l'état passant et champ électrique non nul ($F \neq 0$) l'EAM est à l'état bloquant.

Le paramètre à optimiser est la profondeur de modulation (ou contraste de fonctionnement) qui caractérise la capacité du composant à avoir un régime passant bien distinct du régime bloquant, ce qui nécessite d'avoir une absorption forte avec un front d'absorption qui se déplace aisément sous champ électrique. Afin d'obtenir ce bon contraste entre l'état passant et l'état bloquant, il est nécessaire d'avoir un décalage entre la longueur d'onde incidente et le pic d'absorption du matériau à champ électrique nul. On définit, pour une longueur d'onde donnée, deux paramètres : la variation d'absorption $\Delta\alpha$ et l'absorption en mode passant α_0 . $\Delta\alpha$ doit être maximisée afin d'éviter les erreurs de détection à la réception du signal optique modulé alors que α_0 doit au contraire être le plus faible possible afin de limiter les pertes optiques du composant. La profondeur de modulation est définie

par ces paramètres :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}, \quad (3.8)$$

et doit être maximisée. Sur la figure 3.8, les paramètres $\Delta\alpha$ et α_0 sont illustrés par rapport à un pic excitonique. On voit que le décalage $\Delta\lambda$ entre le pic d'absorption à champ nul et la longueur d'onde incidente λ_{laser} a une forte influence sur la profondeur de modulation. Lorsque $\Delta\lambda$ est trop faible, $\Delta\alpha$ augmente mais l'absorption en mode passant devient trop grande ce qui dégrade la profondeur de modulation. Au contraire, lorsque le décalage est trop grand, l'absorption en mode passant est faible mais pour augmenter la variation d'absorption, il est nécessaire d'appliquer une tension de polarisation plus élevée pour déplacer le pic excitonique. Pour avoir une plus grande souplesse sur le décalage $\Delta\lambda$, il est important d'avoir un pic excitonique qui se déplace rapidement lorsque qu'une tension inverse est appliquée sur le composant. D'après les travaux de Bastard *et al.* [131, 132], si la modification de la valeur des niveaux d'énergie d'un puits quantique par effet QCSE dans un régime de champ électrique n'excède pas 50 kV/cm, alors le déplacement énergétique du niveau fondamental E_1 est donné par :

$$\Delta E_1 = -\frac{\Omega^2 m^* e^2 F^2 L_w^4}{8 \hbar^2}. \quad (3.9)$$

Il est donc dépendant de manière quadratique avec le champ électrique F et dépendant à la puissance 4 avec la largeur du puits L_w . Il est aussi proportionnel à la masse effective m^* . Le paramètre Ω dépend de la hauteur de barrière [132], une barrière infinie fait tendre ce paramètre vers sa valeur minimale $\Omega_\infty = 1/3 - 2/\pi^2$. Enfin Ω dépend aussi de l'épaisseur des puits mais cela est négligeable par rapport à leur influence dans l'expression de ΔE_1 . Ainsi pour avoir un pic excitonique qui se déplace, il est nécessaire d'avoir une barrière basse et des puits larges.

Ensuite la forme du pic excitonique va avoir une influence importante sur la profondeur de modulation. En effet plus la pente du front d'absorption à l'état passant est forte, plus α_0 sera faible. L'intensité du pic est évidemment primordiale, en effet un pic intense est synonyme d'une absorption forte et d'un $\Delta\alpha$ fort. La force ou l'intensité du pic excitonique est principalement dû au recouvrement des fonctions d'onde des électrons et des trous dans les puits dans un premier temps, ce qui se caractérise par des puits fins [133]. Dans un second temps, elle est meilleure si le confinement des porteurs est fort, ce qui va augmenter l'énergie de liaison de l'exciton. Pour des multi-puits quantiques, cela s'exprime par exemple par des offsets de bande de valence et de conduction forts, ce qui peut s'obtenir en augmentant le gap de la barrière à contrainte constante ou en réduisant l'épaisseur des puits tout en gardant un confinement des porteurs suffisant.

Ce que nous pouvons conclure de cette étude bibliographique est que l'intensité du pic excitonique et son déplacement sont deux propriétés antagonistes : améliorer l'une dégrade l'autre. L'obtention d'une structure optimale nécessite donc un compromis qui sera fait suite à l'étude de plusieurs structures. Ces contraintes de conception vont se rajouter à celles énoncées précédemment en ce qui concerne la saturation de l'EAM.

3.2.4.3 Discussion sur les choix de conception du matériau

Nous avons choisi d'étudier les effets de la hauteur de barrière et de la largeur des puits sur l'effet QSCE, la force du pic excitonique et son déplacement sous tension. Les structures utilisées sont celles présentées précédemment dans l'étude du comportement laser listées dans la Table 3.2. Afin de déterminer une structure qui permet d'obtenir le compromis entre déplacement et force du pic excitonique, les structures A et B vont être intéressantes. Enfin la structure C, qui a montré de bonnes propriétés laser, est utile car elle est constituée de puits fins. Ensuite au niveau des propriétés d'absorption, il serait intéressant de voir si la réduction de l'offset de bande de valence grâce permet d'avoir un déplacement de pic d'absorption suffisant dans un composant.

3.3 Caractérisation du phénomène d'électro-absorption dans les puits quantiques

Afin de quantifier les performances d'électro-absorption des structures présentées précédemment, des mesures de photocourant ont été réalisées. Le matériau est excité par une lumière blanche incidente qui va permettre la génération d'électrons et de trous libres. La mesure de photocourant consiste à collecter les porteurs libres en polarisant la structure en inverse. Cela va créer un courant électrique dont l'intensité est proportionnelle à l'absorption.

Les structures sont celles décrites par la Table 3.1. Pour obtenir un échantillon afin de réaliser une mesure de photocourant, la couche d'InGaAs est gravée chimiquement à part la partie située sous le contact métallique.

3.3.1 Description du montage expérimental

Le banc de photocourant se compose d'une source d'excitation de lumière blanche reliée à un monochromateur afin d'éclairer l'échantillon avec une longueur d'onde définie. Une détection synchrone utilisant un hacheur optique et le signal incident permet d'obtenir la mesure. La résolution du monochromateur est inférieure à 2 nm. Le hacheur optique est constitué d'un disque dentelé, tournant à une fréquence de 833 Hz, et permet de moduler la lumière. L'échantillon est polarisé en inverse afin d'étudier l'évolution de l'absorption en fonction de la tension. Le principe de la mesure est présentée sur la figure 3.9 et elle va nous permettre d'étudier l'influence des différents paramètres de conception de multi-puits quantiques (gap de la barrière, largeur des puits, contrainte de la barrière) sur l'effet QSCE.

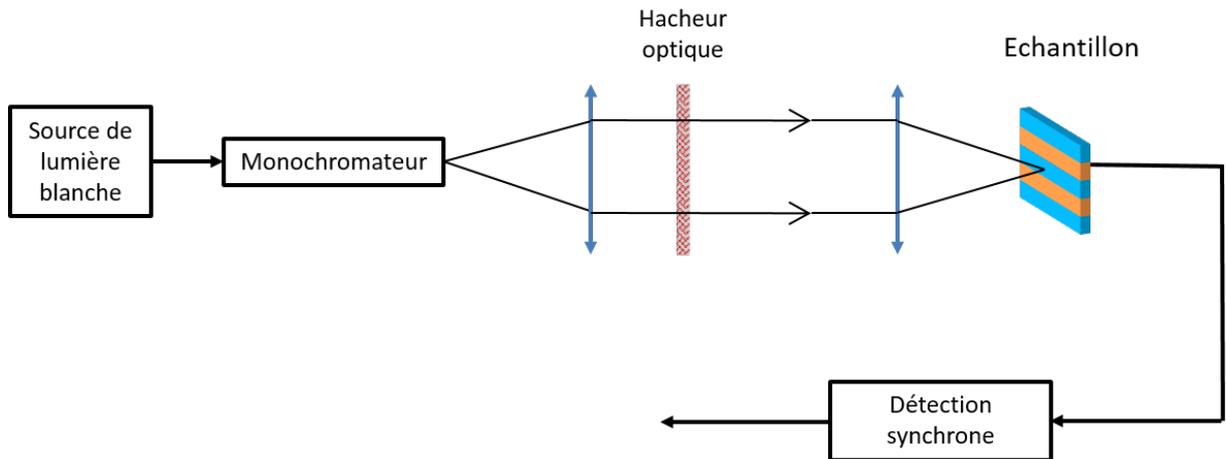


FIGURE 3.9 – Schéma du banc de photocourant.

3.3.2 Étude des échantillons par photocourant

La figure 3.10 présente deux exemples de mesures de photocourant, avec les mesures des structures B1 et B3 (puits de 6 nm). Le pic excitonique est identifié à 0 V à 1265 nm pour le spectre de la structure B1 et à 1304 nm pour la structure B3. Le déplacement et la réduction du pic excitonique en fonction de la tension inverse appliquée sont aussi clairement visibles. L'influence du gap de la barrière est notable. En effet lorsqu'une tension est appliquée, on observe que le pic excitonique s'affaisse plus rapidement quand la tension inverse augmente, pour la structure B3 où le gap de la barrière est plus faible. Ensuite on voit que le pic se déplace plus rapidement pour un gap de barrière plus bas.

La figure 3.11 représente deux autres exemples avec les mesures des structures A3 et C. Pour cette figure, c'est l'influence de la largeur du puits qui est intéressante. En effet sur le graphique du haut, nous voyons que l'intensité du pic excitonique diminue avec la tension alors que l'offset de bande de valence effectif $\Delta E_{v,eff}$ est deux fois plus élevé. Il est de 91 meV pour la structure A3 contre 45 meV pour la structure C. Puis on voit que le pic excitonique de la structure A3 se déplace bien plus vite que celui de la structure C. Cette différence s'explique principalement aussi par la différence d'épaisseur des puits.

La figure 3.12 présente les valeurs de déplacement du pic excitonique et l'évolution de la force du pic excitonique normalisé par la valeur du maximum du pic à 0 V appliqué, en fonction de la tension inverse appliquée. A partir de ces deux graphiques, en comparant les structures A et B, on note que l'effet QCSE est dominé principalement par la largeur des puits. Le compromis à réaliser entre le déplacement et la force du pic est visible et confirme ce qui a été présenté précédemment. Néanmoins la hauteur de barrière a une influence non négligeable qui permet d'affiner la conception du matériau. En effet pour une épaisseur de puits donnée, plus $\Delta E_{v,eff}$ est élevé, plus la force de l'exciton est importante et plus le déplacement du pic excitonique est faible. On voit l'effet de la réduction de l'énergie de liaison de l'exciton du à la réduction du gap de la barrière.

Il y a deux groupes qui se distinguent, celui formé par les structures C, B1 et B2 où la force de pic excitonique est élevée et évolue peu sous champ électrique. A -2 V, l'intensité du

pic n'est réduite que de 20 % au maximum. Par contre le déplacement du pic excitonique est limité à 20 nm à -4 V. Pour la structure C, il sature même à 10 nm à partir de -2 V appliqué. Le second groupe est formé des structures B3, A1, A2 et A3. A -2 V, l'intensité du pic est réduite de moitié environ mais le pic se déplace d'au moins 40 nm à -4 V appliqué et jusqu'à 70 nm pour la structure A3 ($L_w = 8$ nm avec un $\Delta E_{v,eff} = 91$ meV). En ce qui concerne la structure B3 ($L_w = 6$ nm et $\Delta E_{v,eff} = 70$ meV), on aurait pu s'attendre à ce qu'elle soit plutôt située dans le premier groupe avec les autres structures ayant des puits plus fins avec un déplacement du pic excitonique assez important et une intensité du pic qui diminue plus vite. On voit ici un effet de la réduction du gap de la barrière important. Cela peut s'expliquer par le nombre de niveaux confinés dans les puits. En effet la structure B3 n'a qu'un seul niveau de trous lourds HH confiné comparée aux structures B1 ($\Delta E_{v,eff} = 126$ meV) et B2 ($\Delta E_{v,eff} = 98$ meV) qui en ont au moins deux. L'écrantage du champ électrique est donc réduit pour cette structure ce qui explique cette différence de comportement entre la structure B3 et les structures B1 et B2. Enfin la structure C, avec la barrière contrainte en tension à 1 %, donne des résultats intéressants. En effet comme attendu l'exciton reste fort sous champ électrique et on voit que grâce à la réduction de $\Delta E_{v,eff}$, le pic se déplace de 10 nm jusqu'à -1,5 V ce qui est comparable aux structures B.

3.4 Synthèse

Ce chapitre a permis, tout d'abord, d'étudier des paramètres laser à l'échelle du matériau. Nous avons pu voir l'influence de l'épaisseur des puits et du gap de la barrière. Nous pouvons conclure que globalement, les structures à puits fins donne les meilleurs résultats laser.

Ensuite l'étude du matériau en absorption par photocourant a aussi permis d'obtenir des résultats intéressants. L'influence de la largeur des puits et de la hauteur de barrière a pu être quantifiée sur des structures en matériau AlGaInAs. Un design de matériau qui satisfasse à la fois les spécificités d'un laser et d'un modulateur est rendu possible par cette étude et c'est la structure B3 ($L_w = 6$ nm et $\Delta E_{v,eff} = 70$ meV) qui semble être un bon compromis.

Enfin cette étude nous a aussi permis d'analyser quelques paramètres de conception supplémentaires comme la contrainte de la barrière. En effet la structure C montre un potentiel intéressant que ce soit en absorption ou en émission. Cela montre donc l'intérêt de l'ingénierie de contrainte pour atteindre un $\Delta E_{v,eff}$ bas tout en maintenant un $\Delta E_{c,eff}$ élevé. Cette approche a plusieurs aspects intéressants, que ce soit pour le laser ou pour le modulateur. Elle permet à la fois d'améliorer les propriétés de confinement de l'électron en injection tout en améliorant le déplacement de l'exciton pour des tensions peu élevées. Cette structure semble appropriée au développement de laser modulé directement ou pour des EAM fonctionnant à des tensions faibles. Il aurait été intéressant de poursuivre l'étude sur l'influence de la contrainte de la barrière autour de cette structure.

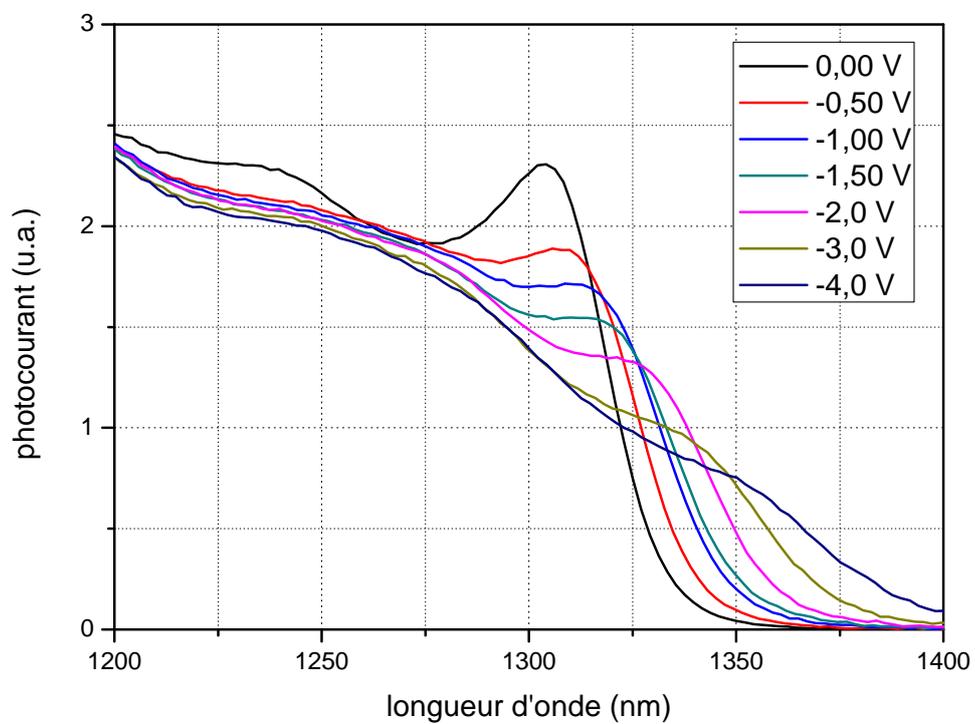
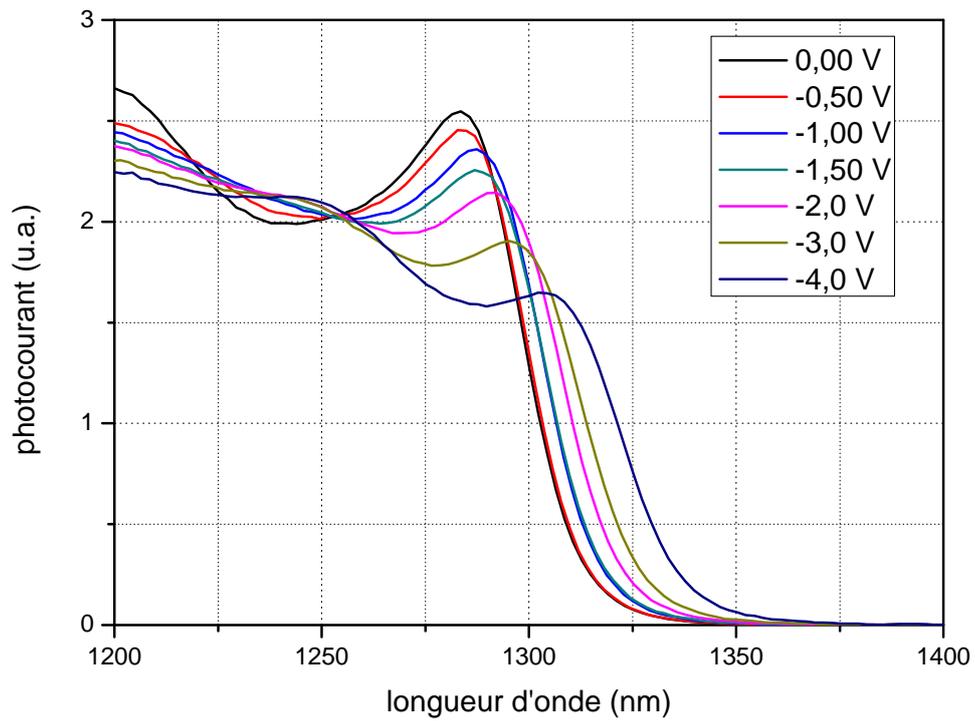


FIGURE 3.10 – Spectre d'absorption mesuré en photocourant pour les structures B1 (haut) et B3 (bas).

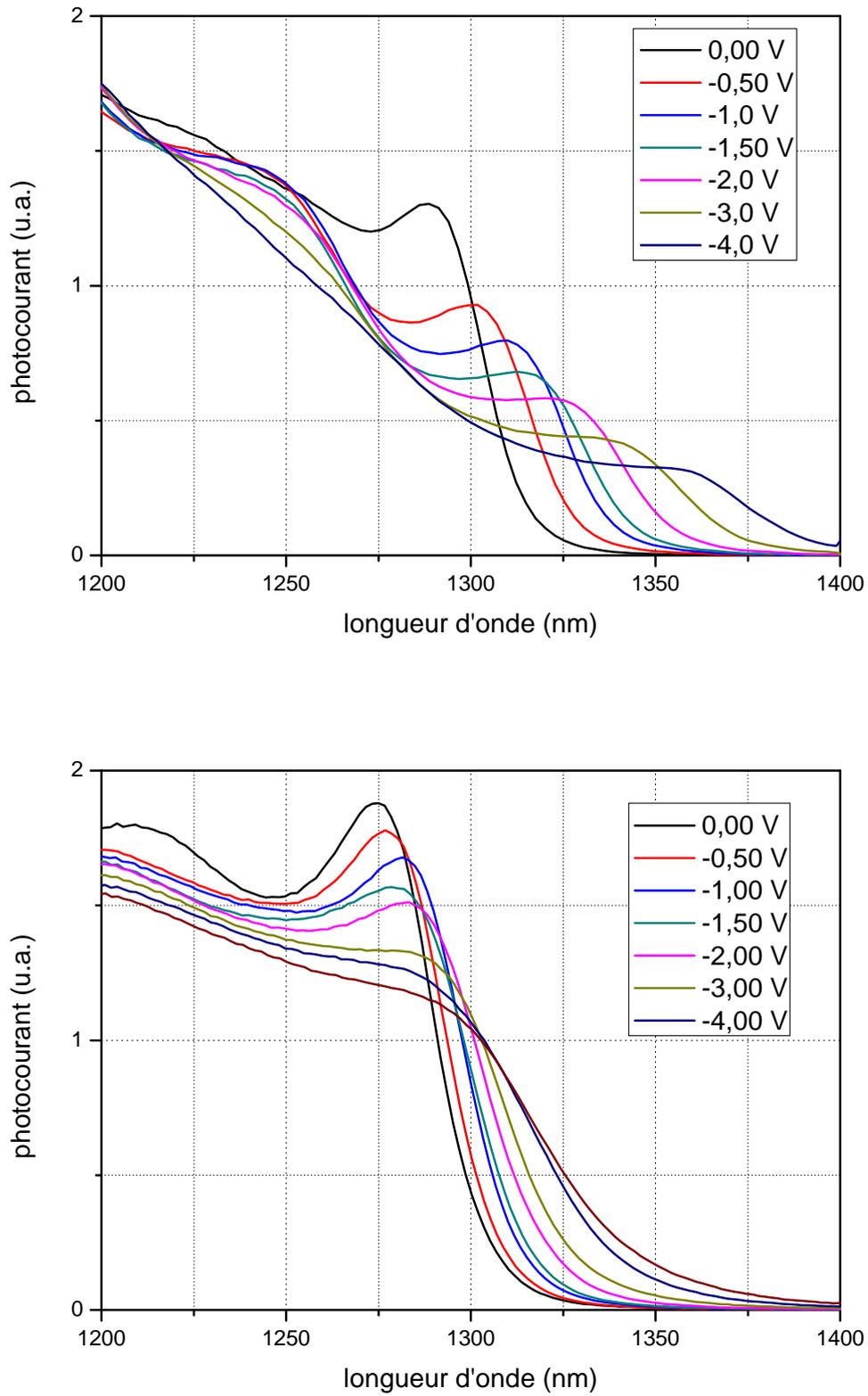


FIGURE 3.11 – Spectre d'absorption mesuré en photocourant pour les structures A3 (haut) et C (bas).

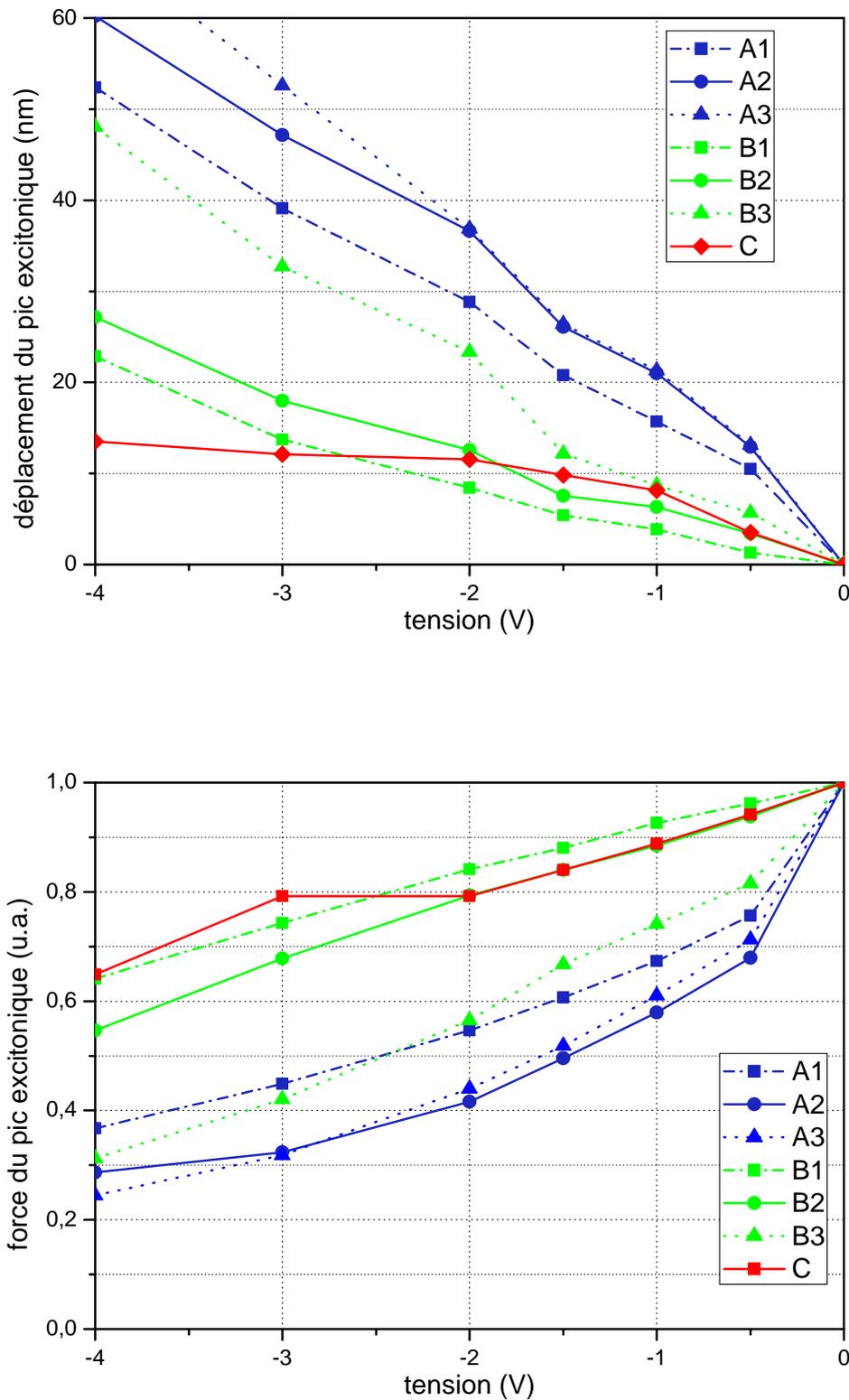


FIGURE 3.12 – Déplacement du pic excitonique (haut) et force relative de pic excitonique en fonction de la tension inverse pour les sept structures étudiées (bas).

Chapitre 4

Étude expérimentale de l'épitaxie sélective

Sommaire

4.1	Optimisation du procédé de dépôt du masque diélectrique	92
4.1.1	La sélectivité du masque de diélectrique	92
4.1.2	La qualité du substrat avant l'épitaxie sélective	93
4.1.3	Étude de la photoluminescence après l'épitaxie sélective	94
4.2	Étude de l'influence de la vitesse de croissance	97
4.2.1	Le cas du phosphure d'indium	97
4.2.2	Le cas de l'arséniure de gallium	98
4.2.3	Discussion	99
4.3	Analyse par microscopie en transmission	101
4.3.1	Préparation de l'échantillon par gravure FIB	101
4.3.2	Observation par microscopie électronique en transmission	102
4.4	Analyse par diffraction de rayons X	104
4.4.1	La loi de Bragg	104
4.4.2	Détermination des épaisseurs	105
4.4.3	Diffraction de structures périodiques	107
4.5	Mesures d'échantillon par μ-diffraction X	108
4.5.1	La source de rayons X	108
4.5.2	Analyse d'échantillons SAG par μ -diffraction	109
4.6	Synthèse	113

Dans ce chapitre, nous présentons différents aspects expérimentaux relatifs à la croissance sélective.

En effet l'étude expérimentale de l'épitaxie sélective a été bien documentée lors des travaux précédents [10, 53]. En effet l'influence des conditions de croissance (pression et température de la chambre) ainsi que des dimensions des masques a été étudiée. Cependant certaines zones d'ombres restent à éclaircir, notamment l'influence du flux incident. Une étude du procédé de dépôt du masque a été nécessaire pendant la thèse afin d'améliorer l'homogénéité et l'intensité de la photoluminescence des plaques après épitaxie sélective. Ce travail s'est focalisé sur l'amélioration du procédé de dépôt du masque de diélectrique. Ensuite dans la littérature et lors de travaux précédents, l'influence de propriétés de croissance comme la pression de la chambre ou la température de croissance, a été étudiée. Nous venons compléter le travail à ce sujet en étudiant l'influence de la vitesse de croissance. Enfin nous parlerons dans ce chapitre de la possibilité d'utiliser la diffraction aux rayons X de laboratoire à l'intérieur d'une zone SAG pour afin d'obtenir les épaisseurs et les compositions des couches qui constituent la zone active.

4.1 Optimisation du procédé de dépôt du masque diélectrique

Le dépôt du masque de diélectrique, préalable à l'épitaxie sélective, est une étape critique et présente des exigences. Il est nécessaire que le masque soit sélectif, et que son procédé de dépôt n'altère pas la qualité du substrat afin d'avoir une bonne qualité cristalline et une émission importante de la zone active.

4.1.1 La sélectivité du masque de diélectrique

Afin que la croissance soit prédictible et reproductible, il est nécessaire que la croissance soit parfaitement sélective et qu'il n'y ait pas de matériau sur le diélectrique. Si ce n'est pas le cas, le flux de matériaux sera localement perturbé et il y aura des variations parasites de composition et d'épaisseur dans la zone entre les masques SAG. La qualité du diélectrique a une influence importante sur la sélectivité ainsi que les paramètres de croissance. En effet Sugiyama *et al.* [134] ont montré qu'il est possible d'ajuster certains paramètres de croissance pour améliorer la sélectivité du masque. Ils expliquent que la réduction de la pression de la chambre ou de la pression partielle des sources gazeuses peut supprimer la génération de polycristaux. De plus ils observent que si la concentration en précurseurs dans la phase gazeuse excède un certain seuil, des cristaux se forment à la surface du masque. Au III-V lab de nombreux essais ont été réalisés autour de la nature du diélectrique, oxyde de silicium (SiO_2) ou nitrure de silicium (Si_3N_4). Par exemple, dans le cas de matériau à base d'aluminium, la sélectivité est mauvaise pour un masque en nitrure [78]. Le diélectrique choisi est donc l'oxyde de silicium ou silice. La qualité du diélectrique et donc la manière dont il va être déposé est importante car cela change ses propriétés. Par exemple pendant

l'épitaxie, la dilatation thermique du substrat est différente de celle de la silice. Cela peut favoriser l'apparition de "trous" dans le masque, ce qui entraîne la croissance de colonnes de matériau à travers celui-ci.

4.1.2 La qualité du substrat avant l'épitaxie sélective

Ensuite il est nécessaire que le substrat ne soit pas détérioré par l'étape de dépôt du masque, afin que la croissance soit de bonne qualité. Un état de surface optimale avant l'épitaxie est obligatoire afin de pouvoir faire croître une zone active performante. La figure 4.1 regroupe les différents cas de qualité de diélectrique et de matériau observables par microscopie optique.

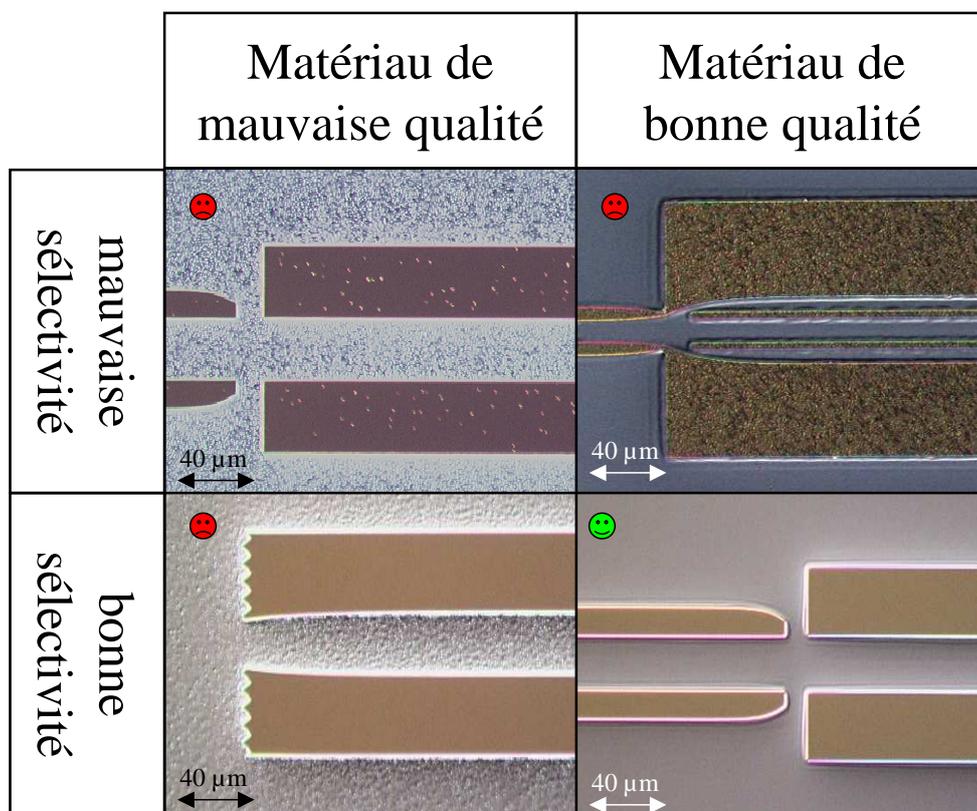


FIGURE 4.1 – Observations au microscope optique de différentes morphologies de matériau après une croissance SAG sur un substrat InP partiellement masqué, issu de [53].

Les conditions pour obtenir un état de surface optimales sont exigeantes. Par exemple il a été observé que le matériau après épitaxie était rugueux si le substrat avait été mis en contact avec de l'acétone. De même un plasma trop important va dégrader la qualité de la surface. Cependant la gravure du diélectrique par voie sèche est préférable pour respecter les cotes des masques. Enfin la sélectivité du masque est à prendre en compte. Lors de la thèse de Ronan Guillamet [53], un procédé de dépôt de diélectrique a été mis au point tenant compte de cela. Le principe repose sur le dépôt d'une épaisseur de diélectrique initiale d'environ deux fois l'épaisseur finale désirée. On y définit le motif souhaité par photolithographie et le diélectrique par PECVD (*plasma enhanced chemical*

vapor deposition) n'est que partiellement gravé, ce qui permet la définition du motif dans l'épaisseur du diélectrique. Le masque de résine est ensuite dissous et le substrat ne "voit" pas l'acétone. Ensuite une seconde gravure sèche permet de découvrir le cristal entre les masques diélectriques. Enfin une étape de restauration de surface est réalisée avant d'introduire l'échantillon dans le réacteur. Cela consiste en une légère gravure de quelques nanomètres de la surface du masque à l'acide fluorhydrique (HF) et du substrat à l'acide sulfurique (H₂SO₄). Cette étape, si elle est mal réalisée, peut aussi dégrader la sélectivité.

4.1.3 Étude de la photoluminescence après l'épitaxie sélective

4.1.3.1 Principe de la mesure

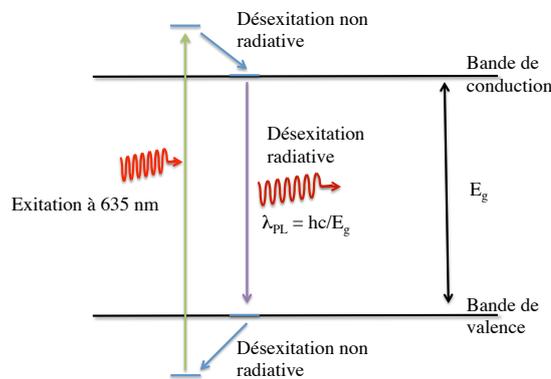


FIGURE 4.2 – Principe de la mesure de photoluminescence.

La mesure de photoluminescence permet d'avoir accès rapidement à la longueur d'onde de transition et donc au gap du matériau. Le principe de la mesure est représenté sur la figure 4.2. Les électrons du matériau sont excités par un laser dont l'énergie est supérieure au gap du matériau puis par désexcitation non radiative, l'électron rejoint le niveau le plus bas de la bande de conduction. Il y a alors une désexcitation radiative avec l'émission d'un photon dont l'énergie correspond à la transition fondamentale du matériau.

Au III-V lab, nous possédons majoritairement des bancs de mesure dont la résolution est de l'ordre de quelques centaines de microns, mais nous possédons aussi deux bancs de micro-photoluminescence qui permettent de focaliser le faisceau sur une zone quelques microns. Ce type de banc est nécessaire afin de caractériser la transition fondamentale des différents points importants sur une plaque après épitaxie sélective.

4.1.3.2 Influence du dépôt du masque sur la photoluminescence

La photoluminescence est, dans le cadre de l'épitaxie sélective, l'unique mesure disponible au III-V lab pour vérifier la qualité du matériau. Sur une plaque épitaxiée, sans SAG, nous réalisons des mesures de diffraction aux rayons X afin de déterminer les épaisseurs et les contraintes des matériaux épitaxiés, en plus de mesures de photoluminescence. Cependant

les ouvertures SAG ne faisant que quelques dizaines de microns, nous ne possédons pas au laboratoire de source ayant la focalisation suffisante¹.

Comme un substrat préparé pour une épitaxie sélective subit une étape de procédé technologique, il est utile de réaliser une cartographie de la plaque complète afin de voir si des zones sont détériorées et malheureusement nous avons commencé à observer que l'intensité moyenne de photoluminescence des plaques après épitaxie sélective diminuait. Habituellement l'intensité a toujours été plus faible que sur une plaque normale, cependant la dégradation a augmenté jusqu'à ce qu'une zone importante de la plaque ne luminesce plus. Sur la figure 4.3 (haut), on peut observer la cartographie de photoluminescence d'une plaque complète après épitaxie sélective. On observe une zone importante où l'intensité de photoluminescence est faible. La détermination de la longueur d'onde entre les motifs sur ce type de plaque est difficile à cause de l'inhomogénéité de la photoluminescence. Ce type de plaque épitaxiée ne peut pas être utilisée pour la fabrication de composants.

Nous avons donc réalisé une étude afin de déterminer la source du problème. Les différentes étapes du procédés de dépôt et de restauration avant croissance ont été examinées. Il s'est avéré que l'étape de gravure sèche pollueait la surface malgré l'étape de restauration. Du fait de la multiplicité des procédés en cours au III-V lab, il a été nécessaire de modifier la technique de gravure tout en conservant les exigences expliquées précédemment. Le choix s'est porté sur une gravure humide à base de BOE (*buffered oxide etch*), une solution d'acide fluorhydrique (HF) diluée dans du fluorure d'ammonium (NH_4F) et le procédé a été simplifié. Il consiste désormais en un dépôt de diélectrique à l'épaisseur visée. Puis le masque de résine est réalisée en photolithographie. Le BOE est utilisé pour ouvrir le diélectrique et la résine est développée pour ne pas utiliser d'acétone.

L'amélioration a été importante. Tout d'abord, le procédé de dépôt du masque est compatible avec une fabrication complète de composants en ramenant le niveau d'intensité au centre de la plaque à une valeur élevée. Ensuite l'homogénéité de l'intensité en photoluminescence est satisfaisante, comme on peut le voir sur la figure 4.3 (bas). Enfin c'est la première fois au III-V lab que l'intensité de photoluminescence d'une plaque SAG est comparable à celle d'une plaque classique.

Cependant le procédé a un inconvénient, le diélectrique est sous-gravé par la gravure chimique, ce qui ne permet pas de réaliser des masques très fins (inférieur à $2\ \mu\text{m}$). De plus la sous-gravure fait qu'on ne retrouve pas exactement les cotes du masque de photolithographie par rapport à une gravure sèche. Pour réduire cette sous gravure, le procédé a été amélioré en diminuant l'épaisseur du diélectrique. Auparavant l'épaisseur visée de diélectrique était d'environ 250 nm. Maintenant l'épaisseur du diélectrique est comprise entre 100 et 120 nm. Des pistes d'amélioration de ce procédé sont encore possibles, en alternant par exemple une gravure sèche pour ouvrir la majorité du masque et une gravure humide pour finir afin d'avoir une surface propre et sans pollution.

1. Nous présenterons plus tard des mesures de diffraction aux rayons X avec une source ayant la résolution suffisante pour étudier nos échantillons.

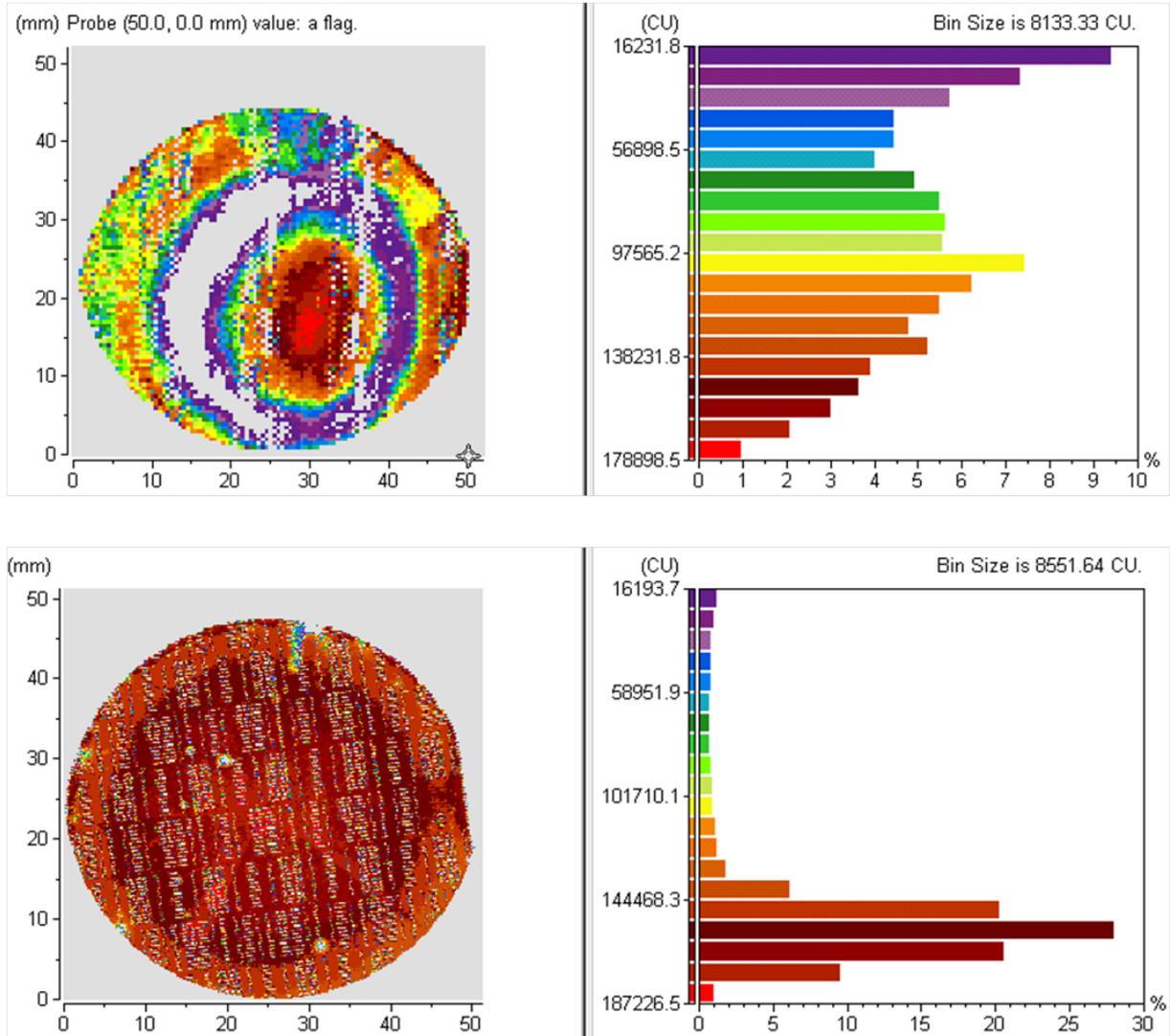


FIGURE 4.3 – Cartographie de photoluminescence et répartition de l'intensité pour un wafer où le masque est définie par gravure sèche (haut) et par gravure humide (bas). La structure déposée est une structure à multi-puits quantiques émettant à $1,55 \mu\text{m}$.

4.2 Étude de l'influence de la vitesse de croissance

L'ensemble des mesures présentées dans cette section ont été réalisées par profilométrie par contact. La profilométrie par contact est une méthode souvent utilisée pour mesurer le relief d'une surface. Elle consiste à utiliser une pointe que l'on met en contact avec une surface et sur laquelle un capteur va mesurer l'altitude. Cependant elle est limitée sur la résolution latérale due à la taille de la pointe ($\approx 5 \mu\text{m}$).

4.2.1 Le cas du phosphure d'indium

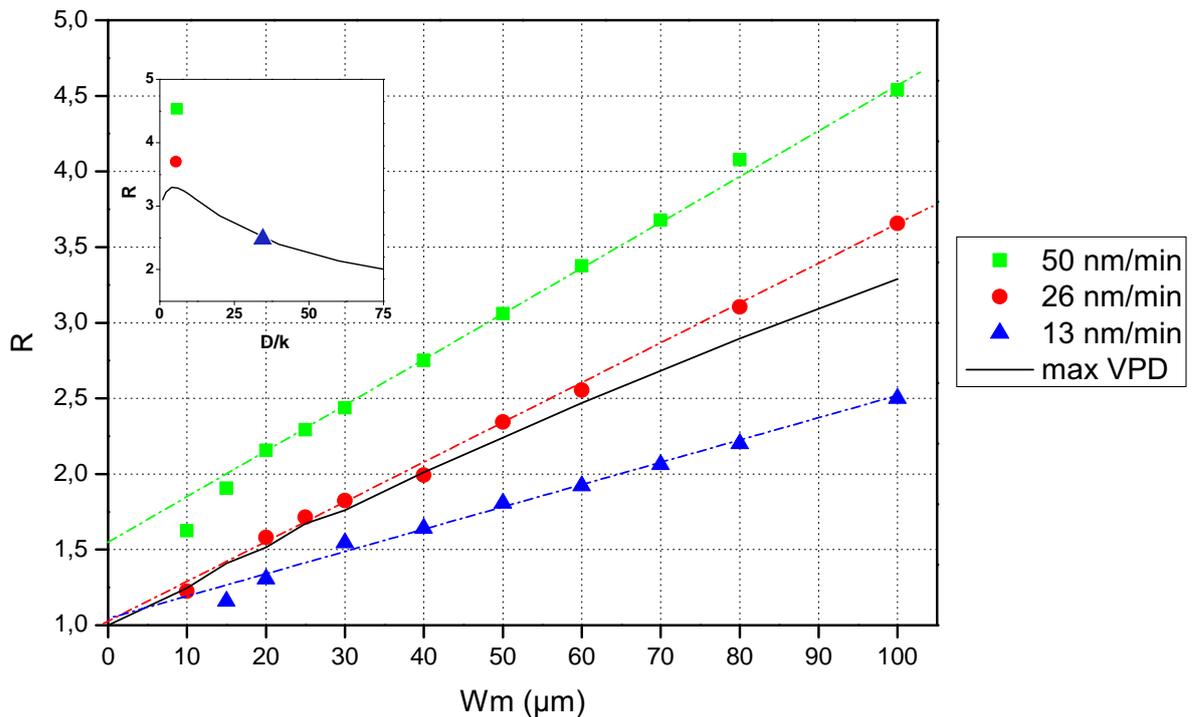


FIGURE 4.4 – Mesures du ratio d'épaisseur de l'InP au centre des masques en fonction de W_m pour $W_o = 20 \mu\text{m}$ à $p = 150 \text{ mbar}$ et $T = 680^\circ \text{C}$ pour différentes vitesses de croissance. La ligne noire représente le ratio d'épaisseur maximum théorique donné par le modèle VPD. L'épaisseur de la zone de référence est d'environ 300 nm pour les trois échantillons.

Nous présentons ici une étude de l'influence de la vitesse de croissance sur le ratio d'épaisseur de l'InP. Nous avons comparé trois échantillons dont la vitesse de croissance a été fixée à 13 nm/min , 26 nm/min et 50 nm/min . Les mesures de ratio d'épaisseur R au milieu de la zone SAG en fonction de la largeur du masque W_m sont présentés sur la figure 4.4 pour un masque d'ouverture $W_o = 20 \mu\text{m}$. La vitesse intermédiaire est notre vitesse de croissance standard de l'InP et c'est ce flux qui est utilisé pour la croissance de la zone active.

Il y a plusieurs points intéressants. Tout d'abord on voit que plus la vitesse de croissance est élevée, plus le ratio d'épaisseur est important. Ensuite, on remarque que les points

représentant les ratios d'épaisseur pour une vitesse de croissance de 50 nm/min sont tous situés au-dessus de la courbe rouge représentant les ratios d'épaisseur maximums possible avec la modélisation en phase vapeur. De plus, l'ordonnée à l'origine de la droite passant par tous les points de cette vitesse de croissance, n'est pas 1. Le modèle VPD ne peut donc pas les expliquer. Nous avons déjà vu au chapitre 2 que la croissance à vitesse standard de l'InP, de 26 nm/min, donnait des ratios d'épaisseur qui sont à la limite ce qui peut être modélisé par le modèle VPD. L'encart de la figure 4.4 présente le ratio d'épaisseur en fonction de la longueur de diffusion D/k du modèle VPD pour un masque $W_o = 20 \mu\text{m}$ et $W_m = 100 \mu\text{m}$ ainsi que les mesures les différentes vitesses de croissance. La longueur de diffusion qui donne le ratio d'épaisseur maximum est d'environ $4 \mu\text{m}$. On voit que les points des vitesses de croissance de 26 et 50 nm/min dépassent cette valeur. Enfin les épaisseurs mesurées pour une vitesse de 12 nm/min peuvent être modélisés par le modèle VPD.

Lors de la thèse de Ronan Guillamet [53], ce type de mesure a été réalisée sur le même masque SAG à une pression de 50 mbar. A cette pression, le résultat est l'inverse de celui observé à 150 mbar. En effet, en étant toujours dans une gamme de vitesse de croissance similaire, on observe que le ratio d'épaisseur diminue avec la vitesse de croissance.

4.2.2 Le cas de l'arséniure de gallium

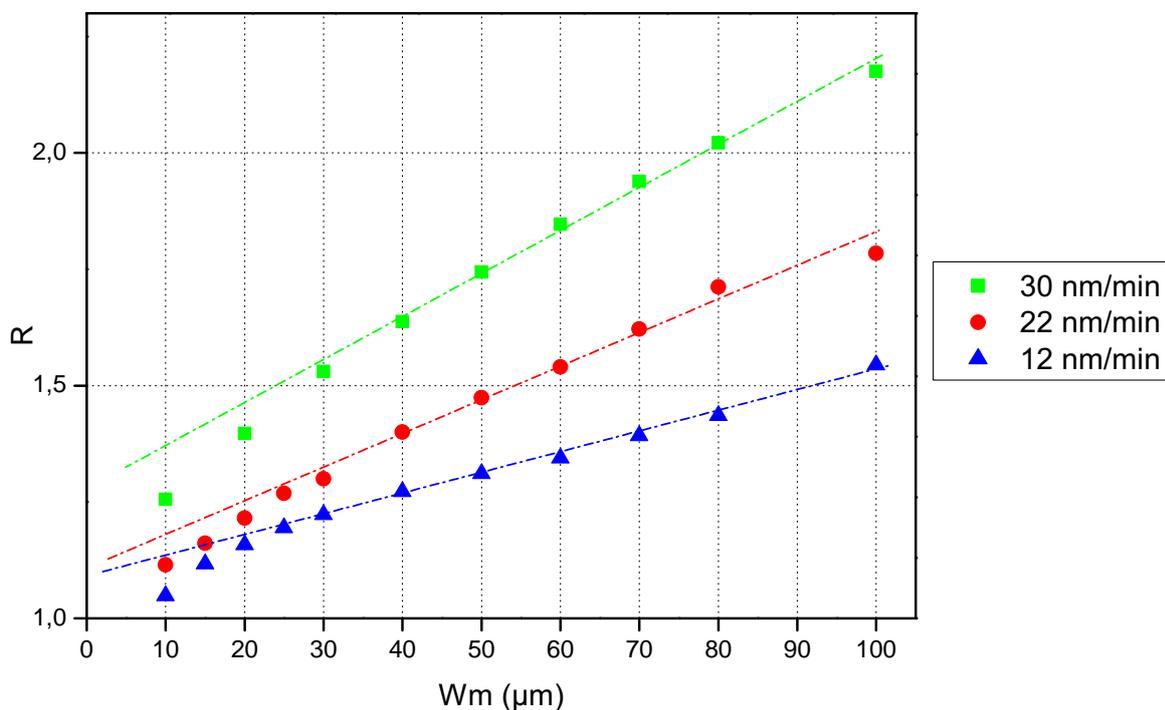


FIGURE 4.5 – Mesures du ratio d'épaisseur du GaAs au centre des masques en fonction de W_m pour $W_o = 20 \mu\text{m}$ à $p = 150 \text{ mbar}$ et $T = 680^\circ \text{C}$ pour différentes vitesses de croissance. L'épaisseur de la zone de référence est d'environ 300 nm pour les trois échantillons.

Nous présentons ici une étude de l'influence de la vitesse de croissance sur le ratio

d'épaisseur du GaAs. L'effet est similaire à l'InP où le ratio d'épaisseur augmente avec la vitesse de croissance. La principale différence est le fait que les ratios d'épaisseur sont plus faibles, ce qui est attendu. Les valeurs de vitesse ont été choisies pour se rapprocher de nos conditions de croissance. La vitesse de 12 nm/min correspond à un flux typique utilisé pour la croissance de puits. Celle de 30 nm/min correspond à un flux typique utilisé pour la croissance de barrière et une vitesse intermédiaire de 22 nm/min a été choisie. On peut noter que dans cette gamme de vitesses de croissance, les ratios d'épaisseur n'excèdent pas la valeur maximale théorique de l'InP.

4.2.3 Discussion

Ainsi, pour expliquer ces valeurs élevées de ratios d'épaisseur, on voit que le phénomène de diffusion de surface est à prendre en compte et qu'il devient de plus en plus important à fort flux de matériaux. Si on regarde le cas de l'InP (figure 4.4), on remarque que les pentes de la droite verte et de la courbe rouge sont proches mais que l'écart est sur la hauteur.

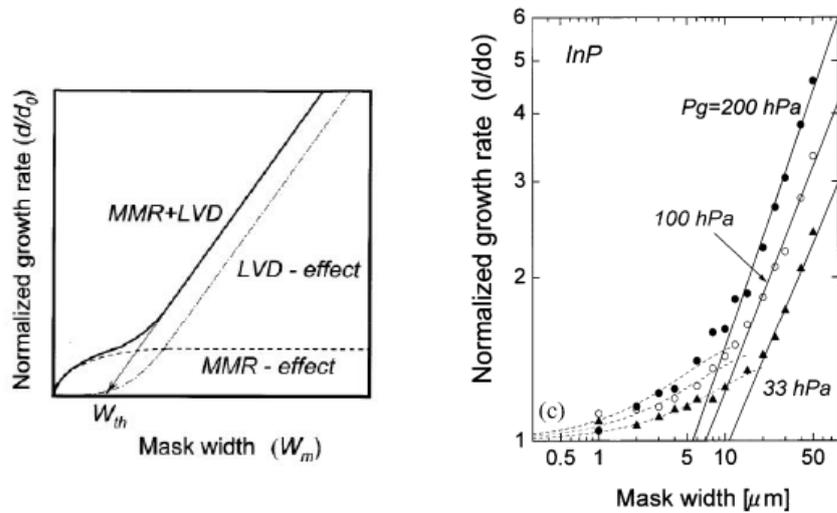


FIGURE 4.6 – Schéma (gauche) et mesure (droite) de la dépendance du ratio d'épaisseur avec la largeur du masque dans le cadre de la NS-MOVPE, issu de [135].

L'équipe de Sakata *et al.* [135] de la NEC, dans le cadre de l'épitaxie sélective dans des ouvertures étroites (NS pour *narrow-stripe selective*) MOVPE, interprète l'association du phénomène de diffusion en phase vapeur et de migration de surface. Comme leurs ouvertures SAG sont inférieures à $W_0 = 2 \mu\text{m}$ avec des masques qui ont une largeur W_m comprise entre 1 et 50 μm , leur régime de croissance est celui où la migration de surface a une influence importante. On voit donc un phénomène où il y a deux pentes, une première issue de la migration de particules venant du masque (MMR pour *migration from mask region*) et une seconde issue de la phase vapeur (LVD pour *lateral vapor-phase diffusion*). On remarque donc que la migration de surface est un phénomène qui augmente le niveau du ratio d'épaisseur à courte distance et qui sature à partir d'une certaine largeur de masque.

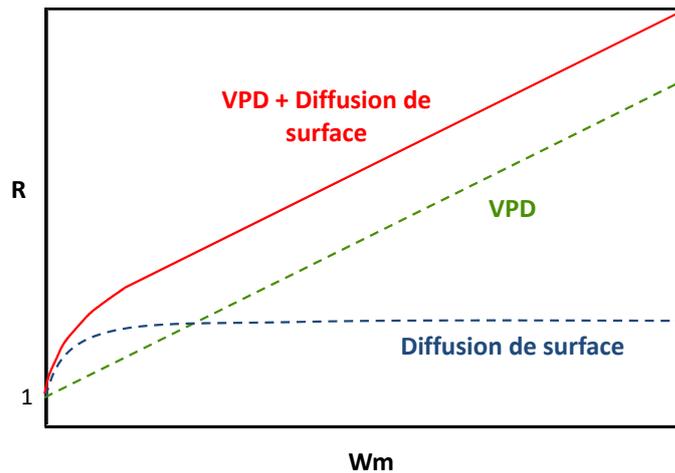


FIGURE 4.7 – Schéma de la dépendance du ratio d'épaisseur avec la largeur du masque dans le cas de la SAG.

Dans notre régime SAG, où la diffusion en phase vapeur reste prépondérante, nous pouvons observer quelque chose de similaire (figure 4.7). En effet on voit que la migration de surface devient plus importante à forte vitesse, particulièrement dans le cas de l'InP où le modèle VPD est limité. On peut interpréter cette augmentation du ratio d'épaisseur par une saturation de la diffusion en phase vapeur. Les pentes sont similaires pour une vitesse de croissance de 26 nm/min et de 50 nm/min, et par une augmentation de la diffusion de surface avec la vitesse de croissance. De plus pour des masques de largeur inférieure à $30\ \mu\text{m}$, on voit un phénomène de rupture de pente que ce soit pour l'InP et le GaAs qui peut se justifier par la diffusion de surface. Il serait nécessaire, pour vérifier cette hypothèse, de faire des mesures avec des masques dont la largeur est inférieure à $10\ \mu\text{m}$. L'inconvénient est qu'en général il est nécessaire de faire croître une épaisseur assez importante d'InP pour faire ces mesures. Il y a donc le risque qu'il y ait des surcroissances sur le masque. Ensuite la précision de la largeur des masques et des ouvertures est difficile à contrôler. Un autre procédé aurait pu être développé pour cet objectif spécifique.

Enfin le fait que la dépendance du ratio d'épaisseur à la vitesse de croissance soit inversée, à une pression de 50 mbar, peut s'interpréter comme liée à des phénomènes de diffusion de surface moindres à cette pression. L'influence sous-jacente de ce phénomène paraît donc importante dans notre régime de croissance même s'il paraît difficile de la déterminer directement.

Ces mesures nous ont permis de mieux comprendre l'influence de la vitesse de croissance et donc du flux sur le profil SAG. Les mesures sur GaAs nous permettent d'envisager des longueurs de diffusion différentes pour le puits et la barrière en AlGaInAs dans la modélisation VPD.

4.3 Analyse par microscopie en transmission

La microscopie électronique en transmission (TEM pour *transmission electron microscopy*) permet d'observer le matériau à l'échelle atomique en analysant la transmission des électrons à travers l'échantillon. La technique a été utilisée lors de la thèse pour pouvoir déterminer les épaisseurs de la zone active SAG. La préparation de l'échantillon et les mesures TEM ont été réalisées par Ludovic Largeau du LPN à Marcoussis. Afin de réaliser la mesure, les échantillons sont prélevés dans une zone SAG par gravure par faisceau d'ions focalisés (FIB pour *focused ion beam*).

4.3.1 Préparation de l'échantillon par gravure FIB

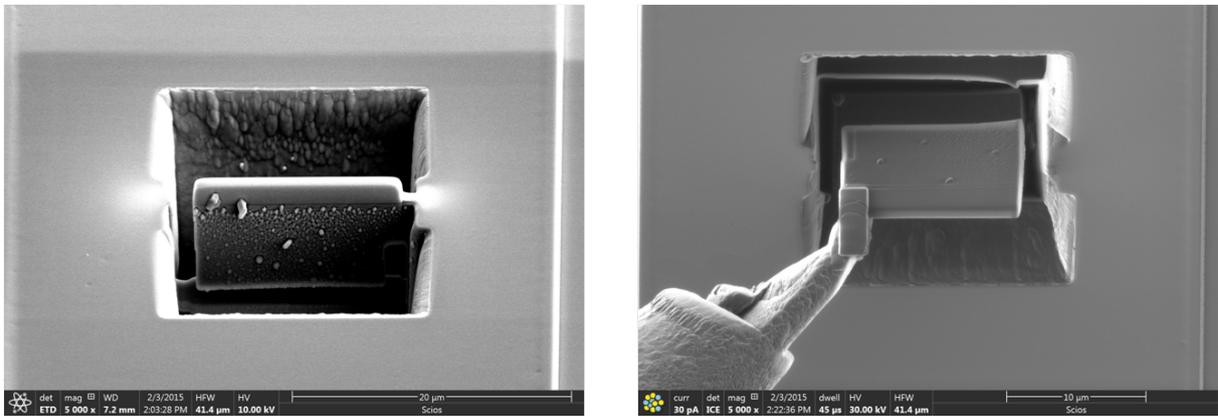


FIGURE 4.8 – Images MEB de l'échantillon SAG usiné par FIB. A gauche, nous voyons la fin de l'usinage et à droite la prise de l'échantillon.

La gravure FIB est une technique de micro-usinage utilisée dans plusieurs domaines tel que l'analyse de surface, le traitement de surface ou de la fabrication. Cette technique permet de déposer du matériau, d'implanter des atomes et de graver du matériau. Cette technique semble être appropriée afin de fabriquer des micro-structures demandant une grande qualité et une grande précision [136, 137, 138]. Elle permet de graver du matériau avec une densité d'énergie plus grande que des photons et des électrons, ce qui permet de graver pratiquement tous types de matériaux.

Le principe de la gravure FIB se rapproche de celui du microscope électronique à balayage (MEB). Au lieu de projeter des électrons sur l'échantillon, on projette des ions qui sont généralement de type Ga^+ . Le faisceau d'ions est focalisé sur l'échantillon et un système de balayage, semblable à celui d'un MEB, permet de positionner le faisceau sur l'échantillon. La gravure FIB est donc utilisée dans notre cadre pour préparer des échantillons qui vont être mesurés au TEM [139]. En effet le TEM nécessite des échantillons très minces, de l'ordre de la centaine de nanomètres. La figure 4.8 présente des photos MEB des échantillons SAG prélevés par la gravure FIB.

4.3.2 Observation par microscopie électronique en transmission

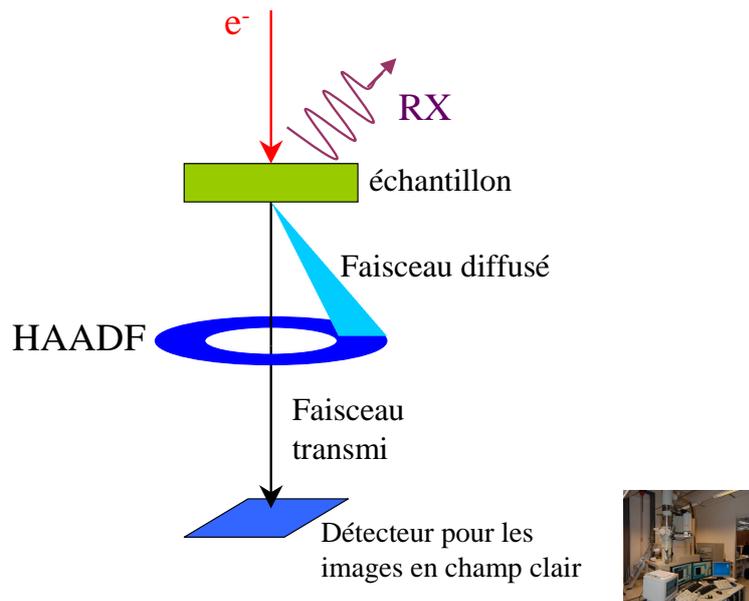


FIGURE 4.9 – Schéma de principe du STEM avec un détecteur annulaire HAADF et photographie du STEM au LPN-CNRS.

Les mesures ont donc été réalisées au LPN sur équipement de STEM (pour *scanning transmission electron microscopy*). Il s'agit d'un type de microscope qui allie certains aspects du MEB et du TEM. La faisceau d'électrons balaie l'échantillon grâce un système de lentilles magnétiques, ce qui permet d'observer des objets d'une taille inférieure à l'angström. Le TEM permet de faire deux principaux types d'images : les images en champ clair (pour *bright field*) et les images HAADF (pour *high angle annular dark field*). Les images en champ clair correspondent aux électrons transmis à travers l'échantillon et font intervenir des phénomènes de diffusion inélastique et des phénomènes de diffraction. Elles sont proches des images obtenues avec un TEM conventionnel. Les images HAADF correspondent aux électrons diffusés aux grands angles. Lorsque que les électrons passent à proximité des noyaux des atomes de l'échantillon, ils subissent une diffusion de type Rutherford qui les dévie. Ces électrons déviés sont alors détectés par un détecteur annulaire. La déviation des électrons est fonction de Z^2 , Z étant la charge du noyau de l'atome diffusant.

La figure 4.9 présente le principe de fonctionnement du STEM avec le détecteur annulaire HAADF. La figure 4.10 montre des images obtenues par mesure STEM pour deux grossissements différents, en champ clair et en HAADF d'un empilement de multi-puits quantiques AlGaInAs. Sur les images STEM du haut au grossissement le plus faible, nous distinguons l'ensemble des multi-puits que ce soit en champ clair ou en HAADF. Sur ce dernier les puits sont les plus clairs. En effet par ordre du numéro atomique nous avons, $Z_{In} > Z_{Ga} > Z_{Al}$. Si on se réfère au tableau 3.1 qui donne des compositions typiques de puits/barrière, on voit que le taux de gallium ne varie pas beaucoup par contre le taux d'aluminium est plus élevé dans les barrières et le taux d'indium est plus élevé dans les puits ce qui donne un excellent contraste entre les puits et les barrières. Ainsi sur les

images où le grossissement est plus important, la transition entre les puits et les barrière est plus nette, ce qui permet de remonter aisément aux épaisseurs. La structure qui a été visée est la structure B3 ($L_w = 6$ nm, $L_w = 7,5$ nm et $\Delta E_{v,eff} = 70$ meV). A partir des mesures TEM, nous pouvons donc remonter aux épaisseurs du multi-puits et nous avons estimé l'épaisseur des puits à 6 nm et celle des barrières à 7,2 nm, avec une tolérance de 0,5 nm sur la mesure. Du point de vue des épaisseurs, cette structure est tout à fait concluante. On voit aussi que les interfaces sont abruptes. Le passage d'une couche à une autre se fait sur quelques monocouches.

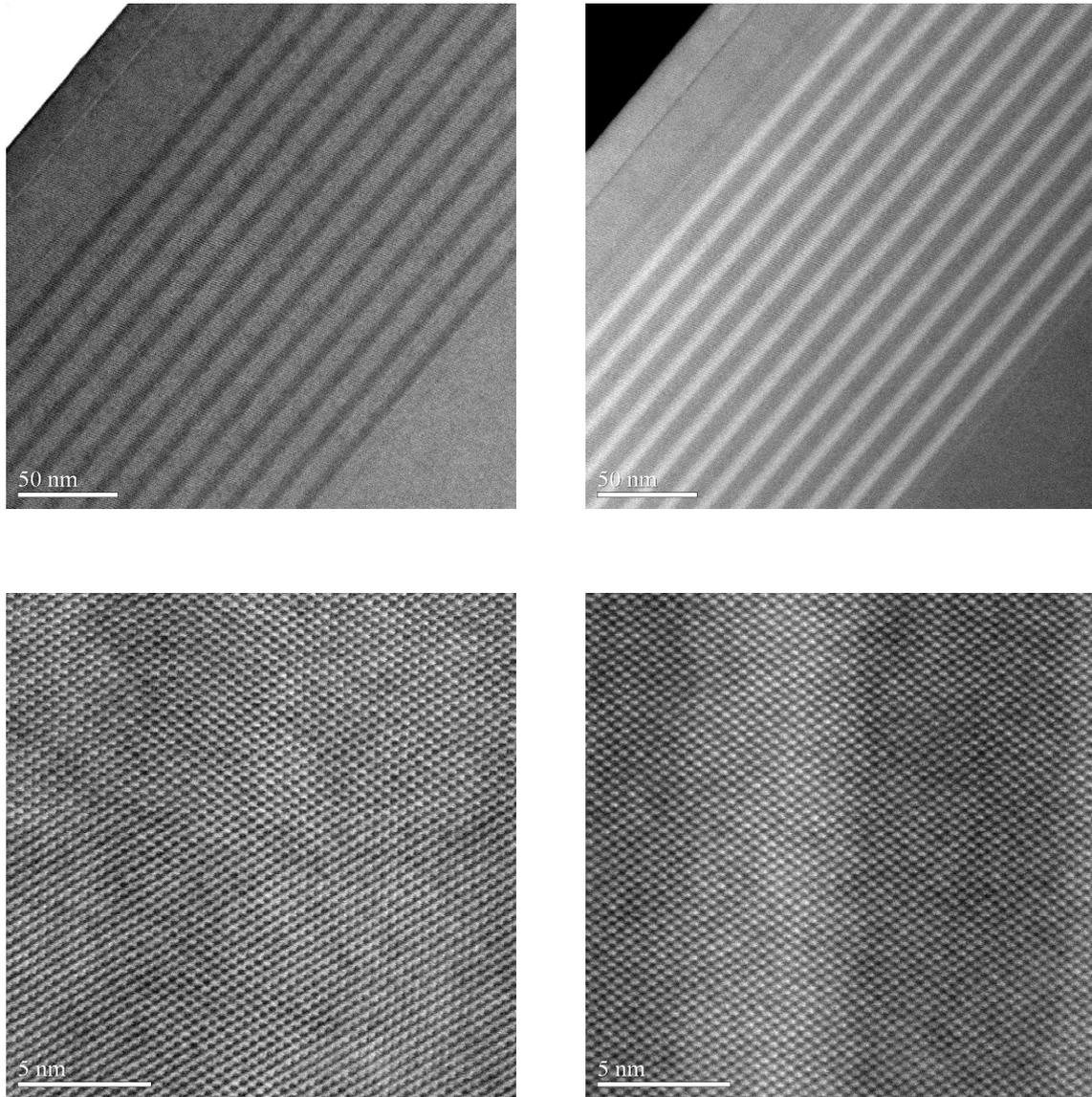


FIGURE 4.10 – Images en champ clair (gauche) et en HAADF (droite) pour un multi-puits AlGaInAs dans une zone SAG pour deux grossissements différents.

L'équipement STEM du LPN est aussi équipé d'une sonde EDX (pour *Energy Dispersive X-ray*) qui permet de faire de l'analyse dispersive en énergie. Cette mesure est possible en mesurant des rayons X caractéristiques, issus de la désexcitation des électrons incidents. Les résultats sont intéressants mais n'ont pas la précision voulue pour déterminer la composition des puits et des barrières.

4.4 Analyse par diffraction de rayons X

La diffraction de rayons X (XRD pour *X-ray diffraction*) est une technique utilisée couramment pour analyser les cristaux. Elle a l'avantage de permettre une analyse structurale d'un matériau tout en étant non destructive. La technique est fondée sur la diffusion élastique, c'est-à-dire sans perte d'énergie, d'un photon (onde électromagnétique) par la matière. Cela donne lieu à des interférences qui sont d'autant plus marquées que la matière est ordonnée, ce qui est particulièrement favorable pour nos matériaux cristallins. La gamme des rayons X est intéressante car la longueur d'onde incidente est de l'ordre du paramètre de maille du cristal. Pour plus de détails, les ouvrages de Bowen et Tanner [140] et de Als-Nielsen et McMorrow [141] sont des références.

Lors de ces travaux de thèse, l'ensemble des résultats, mesures et simulations, a été obtenus sur à partir d'équipements Bruker.

Nous allons maintenant détailler quelques éléments de théorie utilisés dans le cadre de cette étude.

4.4.1 La loi de Bragg

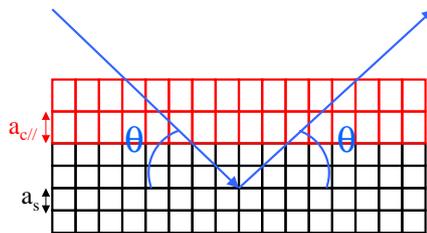


FIGURE 4.11 – Schéma de la diffraction sur des couches épitaxiées.

L'interaction d'un faisceau de rayons X avec un cristal entraîne la diffraction du signal dans des directions préférentielles qu'il est possible de déterminer à partir de la loi de Bragg. Elle exprime la différence de marche entre les rayons diffractés par deux plans réticulaires consécutifs qui doit être un multiple entier de la longueur d'onde pour que les rayons incidents restent en phase. La relation s'écrit donc :

$$n\lambda = 2d \cdot \sin \theta. \quad (4.1)$$

avec d la distance interréticulaire, λ la longueur des rayons X incidents n l'ordre de diffraction et θ l'angle d'incidence comme présenté sur la figure 4.11. La distance interréticulaire pour un cristal quadratique² est donnée par :

$$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2 + k^2}{a^2} + \frac{l^2}{c^2}, \quad (4.2)$$

2. Pour une structure quadratique, $a = b \neq c$ et $\alpha = \beta = \gamma = \pi/2$

avec h , k et l les indices de Miller du plan étudié. Ensuite dans le cas d'un cristal cubique, $a = c$ ce qui donne une expression simplifiée de l'équation 4.2 :

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}. \quad (4.3)$$

Dans le cas de nos échantillons sur InP, on utilise généralement la diffraction selon le plan (004), donc d devient $d = a_s/4$ pour le substrat et $d = a_{c//}/4$ pour la couche épitaxiée. En effet l'utilisation des plans (004) est assez aisée sur nos échantillons monocristallins orientés (001) et cela permet de travailler aux grands angles ce qui permet d'améliorer la sensibilité. Ensuite on a $a_{c//} = a_c(1 + e_{zz})$ donc à partir des équations 1.10 et 4.1, on a :

$$a_{c//} = a_c \left(1 + \frac{2c_{12} a_c - a_s}{c_{11} a_c} \right) = \frac{2\lambda}{\sin \theta} \quad (4.4)$$

Ainsi en connaissant les paramètres du système et à partir de la mesure de l'angle absolu de diffraction, il est possible de remonter à la contrainte de la couche épitaxiée de manière précise. La loi de Vegard [54] permet ensuite de remonter à la composition du matériau dans le cas d'un alliage ternaire à partir des paramètres de maille non contraints des binaires limites. Pour un alliage quaternaire AlGaInAs, une mesure supplémentaire de photoluminescence, est nécessaire pour remonter à la composition.

4.4.2 Détermination des épaisseurs

Théoriquement, la mesure par diffraction aux rayons X d'une couche épitaxiée contrainte permet aussi de remonter à l'épaisseur de la couche, à partir de la loi de Bragg mais la précision n'est pas suffisante.

La figure 4.12 montre les variations de signal de diffraction pour une couche de ternaire AlGaAs sur un substrat GaAs. La composition de la couche ne change pas, seulement son épaisseur. Sur la mesure, on voit le pic de diffraction du GaAs, le plus intense au-dessus de $33,2^\circ$ et le pic de diffraction de la couche de AlGaAs. On voit que plus la couche est épaisse, plus l'intensité du pic diffracté est grande et plus il est fin. La méthode la plus précise pour mesurer l'épaisseur d'une couche épitaxiée, est de déterminer la période des franges de part et d'autre du pic principal de la couche. En première approximation, la période des franges est reliée à l'épaisseur e de la couche par :

$$e = \frac{\lambda}{2\Delta\theta \cdot \cos \theta}, \quad (4.5)$$

avec λ la longueur d'onde des rayons X et $\Delta\theta$ la période des franges. La précision de ce type de mesure est autour du nanomètre, ce qui convient très bien pour la mesure de matériau massif.

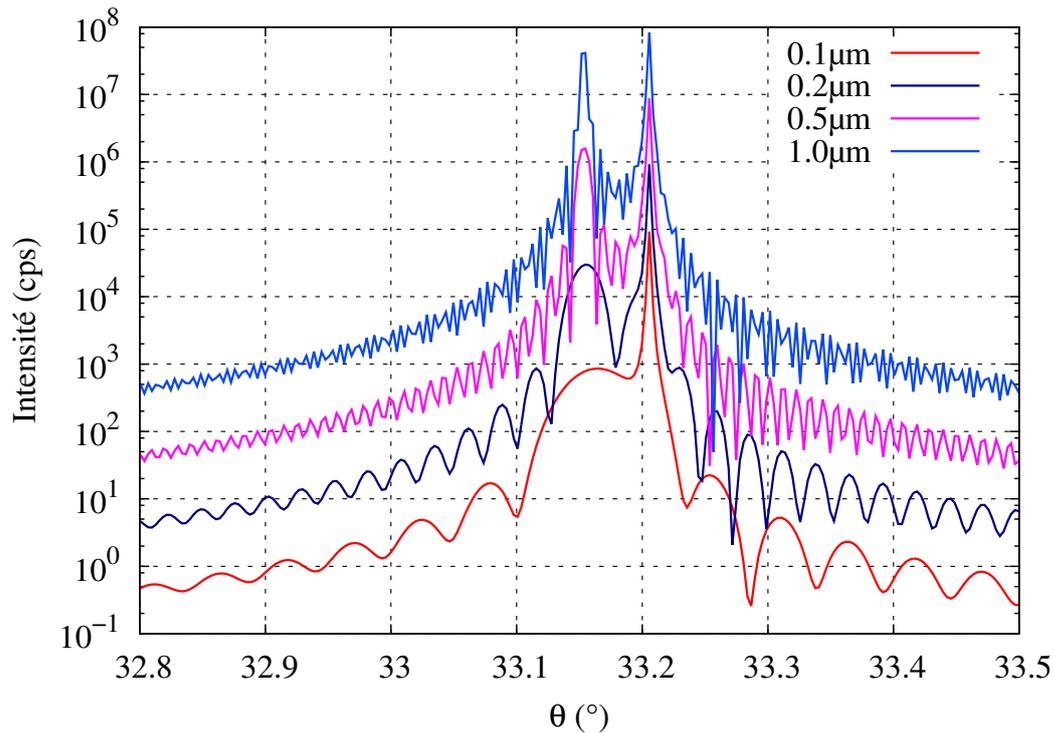


FIGURE 4.12 – Profils de diffraction pour différentes épaisseurs de couche épitaxiée . Dans cet exemple, une couche de $\text{Ga}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{As}$ sur GaAs . L'épaisseur varie de 100 nm à 1 μm . [53]

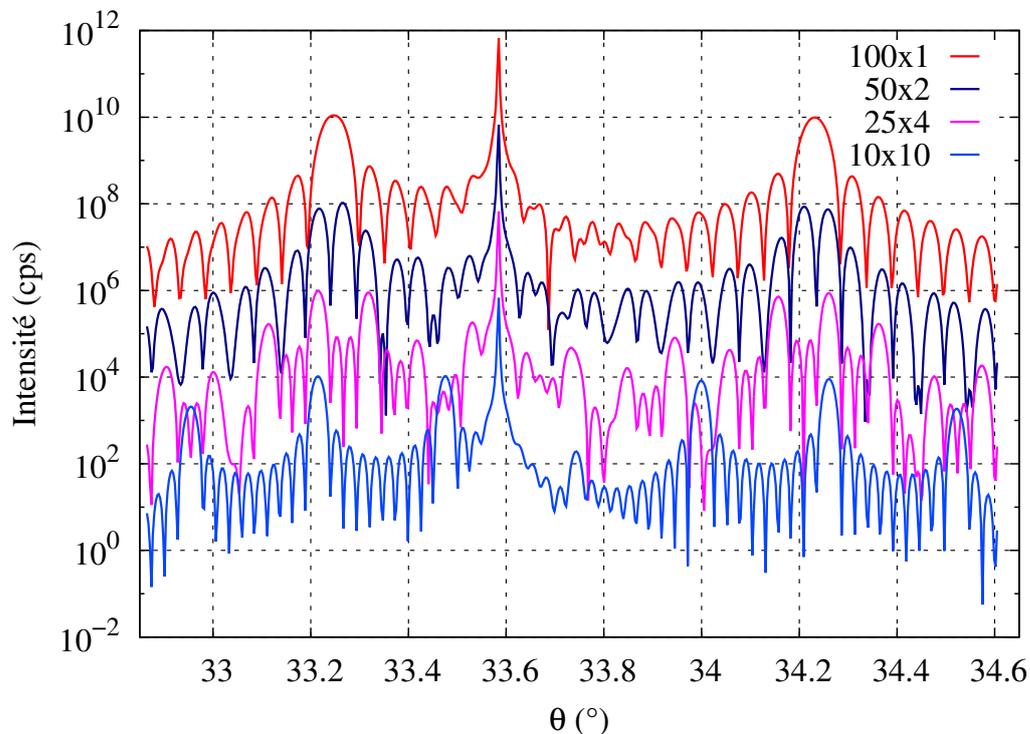


FIGURE 4.13 – Profils de diffraction simulés pour différentes configurations. Les structures ont la même épaisseur totale : 100 nm de $\text{Ga}_{0.4}\text{In}_{0.6}\text{As}$ et 100 nm de $\text{Ga}_{0.6}\text{In}_{0.4}\text{As}$ sur InP . Elles sont notées $e \times n$ avec e l'épaisseur de chaque couche de matériau A ou B et n le nombre périodes. [53]

4.4.3 Diffraction de structures périodiques

La mesure, que nous réalisons couramment en diffraction aux rayons X, permet de déterminer les épaisseurs et les contraintes de multi-puits quantiques. Cela consiste à mesurer une structure périodique constituée d'un bicouche AB, répété un certain nombre de fois. Pour ce type de structures, on observe des interférences constructives et destructives sur le spectre de diffraction. En effet, chaque couche de matériau agit comme une couche atomique dont la distance inter-réticulaire d .

La figure 4.13 montre le profil de diffraction simulé d'un empilement d'un alliage A de $\text{Ga}_{0.4}\text{In}_{0.6}\text{As}$ et d'un alliage B de $\text{Ga}_{0.6}\text{In}_{0.4}\text{As}$ sur InP pour différentes configurations en gardant une épaisseur totale constante. On voit le pic de diffraction du substrat à $33,6^\circ$ puis la figure d'interférence du bicouche.

Ensuite à partir de la courbe rouge de la figure 4.13, on observe deux pics satellites qu'on peut interpréter comme étant deux pics de matériau massif. Ce sont les franges principales du bicouche séparées par des franges secondaires. Sur cette courbe il est possible par exemple de déterminer la contrainte de chacune des couches en comparant l'écart angulaire avec le pic du substrat. Ensuite l'augmentation du nombre de périodes fait apparaître d'autres pics satellites, synonyme de périodicité. On voit que la période des franges principales est inversement proportionnelle à la période du bicouche. La mesure de la période des franges principales permet d'obtenir la période du bicouche de manière très précise. Les franges secondaires vont permettre d'accéder à l'épaisseur de l'empilement. Tout d'abord pour n périodes, on voit apparaître $(n - 2)$ franges secondaires, ce qui permet de compter les périodes. Ensuite la période des franges secondaires permet aussi de remonter à l'épaisseur globale de l'empilement. On observe sur la figure 4.13 que la période des franges des courbes 25×2 et 10×10 , est la même. Pour pouvoir utiliser les franges secondaires pour déterminer l'épaisseur, il faut $n \geq 4$ [140].

Dans le cas de structure à multi-puits quantiques en contraintes compensées, nous appliquons ces principes à la simulation numérique de structures complètes afin de déterminer les contraintes et les épaisseurs des matériaux épitaxiés.

4.5 Mesures d'échantillon par μ -diffraction X

Dans cette section, nous allons présenter l'étude d'un échantillon SAG par diffraction aux rayons X, avec une μ -source de laboratoire, c'est-à-dire une source dont le faisceau sur l'échantillon a une taille caractéristique de quelques micromètres.

4.5.1 La source de rayons X

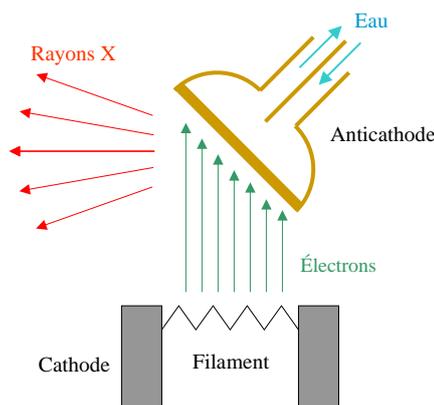


FIGURE 4.14 – Schéma de principe d'un tube à rayons X.

Au III-V lab, nous possédons un équipement de diffraction aux rayons X Bruker *D8 Discover* sur lequel nous réalisons nos mesures classiques (sans épitaxie sélective). La source de rayons X est un tube scellé sous vide constitué d'une cathode d'une anticathode (aussi appelé anode). Une forte tension est appliquée sur les électrodes pour arracher des électrons de la cathode et les amener avec une forte énergie vers l'anticathode. Les électrons incidents vont exciter les noyaux des atomes de l'anticathode, qui vont se désexciter radiativement en émettant des rayons X dont l'énergie est caractéristique du matériau constituant l'anticathode. Le principe de fonctionnement d'un tube à rayons X est expliquée sur la figure 4.14. Le spectre à la sortie du tube est donc composé de plusieurs longueurs d'onde caractéristiques de l'anticathode. Dans notre cas, elle est constitué de cuivre. La raie utilisée est la raie K_α dont la longueur d'onde est de 0,1541 nm. Dans le cas de la diffraction aux rayons X à haute résolution (HRXRD pour *high resolution X-ray diffraction*, on souhaite avoir un faisceau incident parfaitement monochromatique. On ajoute donc un monochromateur à réflexions multiples (2 ou 4 réflexions) pour supprimer les longueurs d'onde indésirables. La gamme de tension d'accélération des électrons entre la cathode et l'anticathode est autour de 20 kV pour un courant de quelques dizaines de milliampères.

A cause de la grande quantité d'énergie dissipée dans l'anode, il est nécessaire de la refroidir à l'eau, mais le courant d'électrons est limité. La solution pour pouvoir augmenter le courant et donc l'intensité du faisceau est l'utilisation d'une anode tournante. Dans cette configuration, le faisceau d'électrons arrive sur une partie de l'anode et celle-ci est en rotation ce qui permet de refroidir le point d'impact lorsqu'il n'est pas soumis au flux incident. Le principe est décrit sur la figure 4.15. Ce type d'équipement permet d'augmenter le courant d'électrons à plusieurs centaines de milliampères.

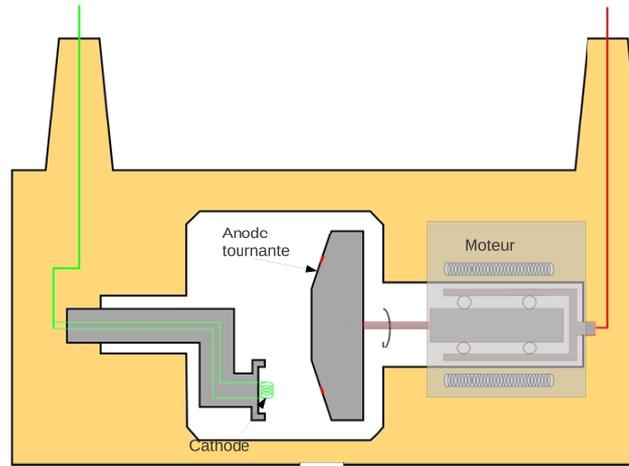


FIGURE 4.15 – Schéma de principe d'un tube à rayons X à anode tournante.

Du point de vue de la résolution spatiale, les équipements de diffractions aux rayons X ont une empreinte qui fait quelques dizaines de micromètres carrés grâce à des fentes placées devant le faisceau. Cependant ce n'est pas suffisant pour déterminer la structure d'une zone SAG. Une solution à ce problème est de recourir à une source dont la taille du faisceau est réduite. Cela est possible à partir d'un système de lentilles à électrons qui permet de focaliser le faisceau d'électrons sur une petite surface de l'anode, de l'ordre de quelques dizaines de micromètres [142]. Comme la surface à bombarder sur l'anticathode est plus faible, pour une tension équivalente aux systèmes précédents, il est possible d'utiliser des tensions de fonctionnement plus faible [143] ou d'avoir un signal plus intense. Lors de la thèse de Ronan Guillamet, des mesures de diffraction avec une μ -source de laboratoire avait déjà été réalisées sur des échantillons SAG utilisant une source *Incotec $\mu I5$* montée sur un *Discover D8* de chez Bruker.

Une approche a aussi été développée par le même fabricant, où une source à anode tournante est utilisée qui permet d'avoir un flux de photons X important mais de grande taille. Un système de fentes entre le faisceau et l'échantillon afin de réduire la taille de l'empreinte sur l'échantillon.

4.5.2 Analyse d'échantillons SAG par μ -diffraction

4.5.2.1 Description des conditions expérimentales

De nouveaux échantillons SAG ont été réalisés suite aux mesures TEM. L'idée est de pouvoir comparer les mesures d'épaisseur précédentes avec une mesure de μ -diffraction, qui est non destructive et qui sera peut-être un jour disponible au III-V lab. La structure à épitaxier dans la zone SAG est la structure qui a été sélectionnée dans l'étude du chapitre 3, la structure B3 ($L_w = 6$ nm, $L_b = 7,5$ nm et $\Delta E_{v,eff} = 70$ meV).

Les mesures ont été effectuées par la société Bruker sur son équipement *D8 Fabline*, qui

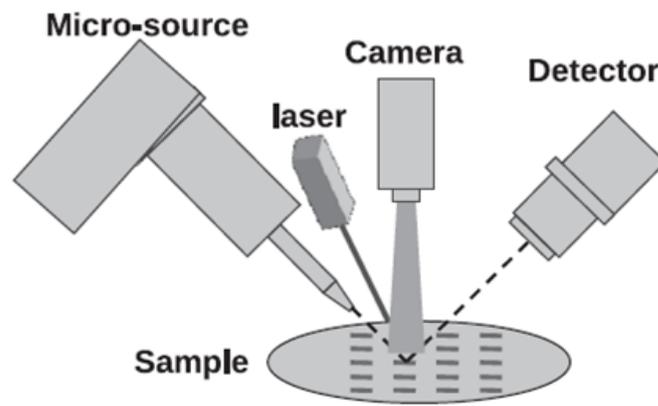


FIGURE 4.16 – Schéma du diffractomètre Bruker avec la μ -source et le microscope vidéo-laser (gauche) et image de l'échantillon avec la taille du faisceau de diffraction le plus focalisé.

est équipé d'une source TXS à anode tournante sur des échantillons SAG et de fentes qui permettent de réduire l'empreinte du faisceau sur l'échantillon. Le positionnement latéral est permis grâce à un microscope équipé d'une caméra et d'un laser, ce qui permet de centrer le faisceau au centre de l'échantillon SAG (avec une précision d'environ $2 \mu\text{m}$). Le système est schématisé sur la figure 4.16.

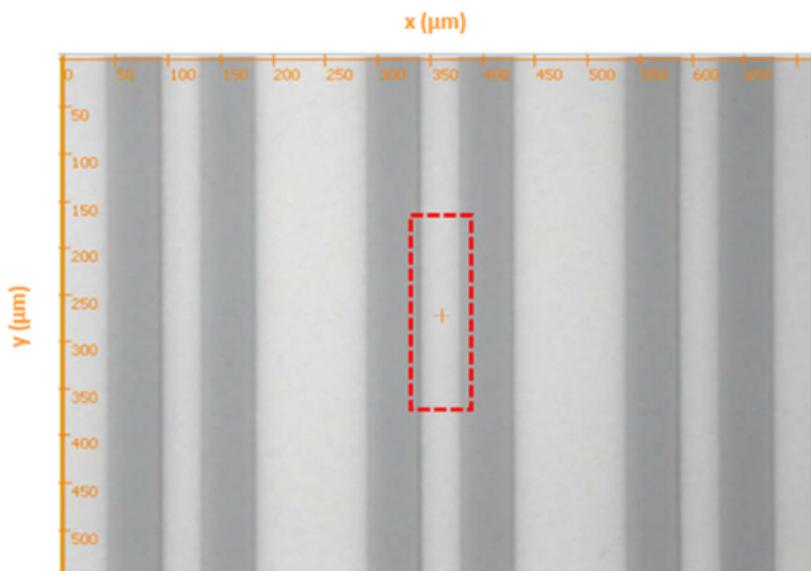


FIGURE 4.17 – Image de l'échantillon avec la taille du faisceau de diffraction le plus focalisé.

L'équipement de diffraction est équipé de plusieurs dimensions de fente. L'ouverture longitudinale de la fente est fixe à $100 \mu\text{m}$ et quatre dimensions d'ouverture transversale étaient disponibles : 25, 50, 100 et $200 \mu\text{m}$. Ensuite compte tenu de l'inclinaison de l'échantillon d'environ 30° par rapport à la source, la zone illuminée est environ deux fois plus grande que la taille du faisceau après les fentes. Sur la figure 4.17, on peut voir une image de la zone SAG, avec une représentation de la zone sondée pour le cas de la fente de

25 μm . La surface du faisceau est estimée à 200 μm x 50 μm . La géométrie des masques SAG est la suivante : l'ouverture W_o est de 40 μm et la largeur des masques W_m fait 50 μm ce qui permet d'illuminer seulement la zone SAG. La taille du faisceau va faire que la centre de la zone SAG, qui nous intéresse, va être illuminée ainsi que la zone de surcroissance où les épaisseurs et compositions des couches varient.

4.5.2.2 Exploitation des mesures

Comme le masque SAG est assez long, il n'y a pas de variation de structure selon l'axe y . La taille du faisceau sur cette axe est donc un avantage puisque cela permet de d'améliorer l'intensité du signal et donc de réduire le niveau de bruit. Sur la figure 4.18, les mesures de la zone SAG sont présentées pour différentes ouvertures. On voit que plus on diminue la taille de la fente transversale, plus le nombre de pic diminue. En effet pour les ouvertures de 100 μm (bleu ciel) et 200 μm (rouge), il y a certains pics satellite qui sont présents à environ $31,3^\circ$ et $32,3^\circ$ par exemple et qui ne sont pas présents sur les spectres avec les fentes de 25 μm et 50 μm . La diminution de la taille des fentes permet de filtrer ces pics qui ne sont donc pas caractéristiques de la structure entre les masques SAG. La courbe verte, où l'ouverture des masques est de 50 μm , est caractéristique d'une mesure de multi-puits dans une zone SAG où le profil complet est mesuré. En effet l'épaississement de la structure et l'enrichissement en indium en allant du centre vers le masque, sont visibles. L'épaississement de la structure entraîne une diminution de la période des satellites. La zone centrale, ayant les puits les plus fins, a les pics les plus espacés. Ensuite, compte tenu du fait que l'indium est le matériau qui diffuse le moins loin des masques (par rapport à l'aluminium et au gallium), il y a un fort enrichissement en indium en partant du centre vers les masques. Cet enrichissement induit un déplacement globale de la contrainte vers la compression (les petits angles). On observe cet enrichissement et ce déplacement de période principalement sur les pics qui sont en tension (grands angles). En effet on voit un épaulement de l'intensité diffractée qui se "déplace" vers les petits angles. Le phénomène est moins marqué sur les pics en compression car ici l'épaulement vers les petits angles est compensé par le fait que les épaisseurs augmente et donc que la période des pics diminue, ce qui les ramènent en partie vers le centre. On peut noter un pic où il n'y a pas d'épaulement en dessous de $30,5^\circ$. Pour ce pic, la diminution de la période angulaire compense l'enrichissement en indium. Enfin on observe la couche de SCH légèrement en compression à $31,5^\circ$. Pour cette couche on observe simplement le phénomène d'épaulement vers les petits angles.

Nous avons essayé à partir du profil mesuré avec les fentes de 25 μm (courbe verte), de déterminer les épaisseurs et les contraintes du multi-puits quantique au centre des masques. Il est assez simple de déterminer la période et donc de simuler une courbe ayant les pics satellites aux bons angles. Cependant les niveaux d'intensité des pics sont primordiaux pour pouvoir déterminer les contraintes ainsi que l'épaisseur du puits et de la barrière. Une méthode a été développée lors de la thèse de Ronan Guillamet [53, 82] pour extraire le spectre au centre de la zone SAG. Pour déterminer l'intensité des satellites, on peut considérer que les différents pics de diffraction sont des fonctions lorentziennes [144]. Pour

pouvoir calculer les intensités des pics satellites il est nécessaire de connaître la largeur à mi-hauteur des pics satellites. On fait l'hypothèse que tous les pics satellites ont la même largeur à mi-hauteur. Le pic où l'épaule est faible sert de référence. L'estimation du profil au centre de la zone SAG, consiste à transformer l'intensité mesurée pour un pic avec épaule en un pic de type lorentzien, en gardant l'aire sous la courbe constant, pour chacun des pics satellites. La courbe simulée avec cette méthode est présentée sur la figure 4.19. Cette courbe nous a permis de remonter aux épaisseurs et compositions des puits et des barrières du multi-puits. Ainsi, suite aux mesures TEM, nous avons pu ajuster les flux pour obtenir la structure voulue.

zone	SAG		référence	
	épaisseur	contrainte	épaisseur	contrainte
puits	5,7 nm	0,97 %	3,3 nm	0,73 %
barrière	7,3 nm	-0,62 %	4,1 nm	-0,65 %

TABLE 4.1 – Résultats des mesures de μ -diffraction.

Le tableau 4.1 présente les résultats de diffraction aux rayons X dans la zone SAG et sur une plaque sans masque de diélectrique, qu'on appelle plaque de référence. Nous pouvons noter que nous sommes proches de la structure B3 visée, que ce soit sur les épaisseurs ou les contraintes. De plus il est intéressant de noter les différences d'effet SAG entre la barrière et le puits. En effet l'augmentation d'épaisseur est à peu près équivalente (entre 70 et 80 % pour les deux). Par contre l'augmentation de la contrainte vers la compression est plus importante dans le puits. L'effet de l'introduction de l'indium est donc plus important dans les puits³.

Si on en revient aux pics satellites supplémentaires, ils sont caractéristiques de la structure qui se situe entre les paires de motifs SAG, c'est-à-dire loin de la zone où le ruban du composant est gravé. En effet, le diffractogramme issu de la mesure utilisant la fente de 200 μm (courbe rouge) présente plusieurs pics qui ont une autre périodicité. Nous avons donc extrait ce spectre qui est vraisemblablement issu des zones entre deux paires de masques. Sur la figure 4.20, la zone pointillée représente l'empreinte du faisceau et la zone hachurée représente la zone où la contribution au spectre RX a été supprimé. Ce spectre corrigé est présenté sur la figure 4.21.

La même méthode a été utilisée pour déterminer les épaisseurs et les contraintes, cependant le spectre obtenu ne permettait pas d'avoir le même degré de précision. On peut quand même déterminer la période qui fait environ 8,4 nm. Comme attendu cette zone est plus fine que le multi-puits dans la zone SAG.

3. Des travaux précédents avaient montré que sur d'autres types de masques, l'augmentation de la contrainte vers la compression étaient équivalentes pour les puits et les barrières.

4.6 Synthèse

Ce chapitre nous a permis de voir certains aspects de l'épitaxie sélective au niveau expérimental. Nous avons vu l'effet du procédé de dépôt du masque avant l'épitaxie sur la qualité cristalline du matériau, la sélectivité et l'intensité de photoluminescence. L'amélioration du procédé de dépôt a été présentée. Il est dorénavant basé sur une gravure chimique du diélectrique sur qui assure, après épitaxie, une photoluminescence plus intense et homogène sur la plaque.

Une étude de l'influence de la vitesse de croissance sur le ratio d'épaisseur a été présentée en étudiant l'InP et le GaAs. Nous avons vu que le ratio d'épaisseur augmentait avec la vitesse de croissance à 150 mbar or des travaux précédents ont montré que le résultat était contraire à 50 mbar. Cette différence a été interprétée en tenant compte de la diffusion de surface qui serait plus forte lorsqu'on augmente la pression de la chambre.

Ensuite une analyse des échantillons SAG par microscopie en transmission a été présentée. Elle a permis de vérifier les épaisseurs des puits et des barrières du matériau.

Puis les structures SAG ont été mesurées par diffraction aux rayons X avec une μ -source de laboratoire de la société Bruker. Grâce à des méthodes analytiques, il a été possible d'extraire le spectre du centre de la zone SAG à partir de la mesure de la zone complète. Cela nous a permis de remonter aux compositions et épaisseurs de la zone active du composant final.

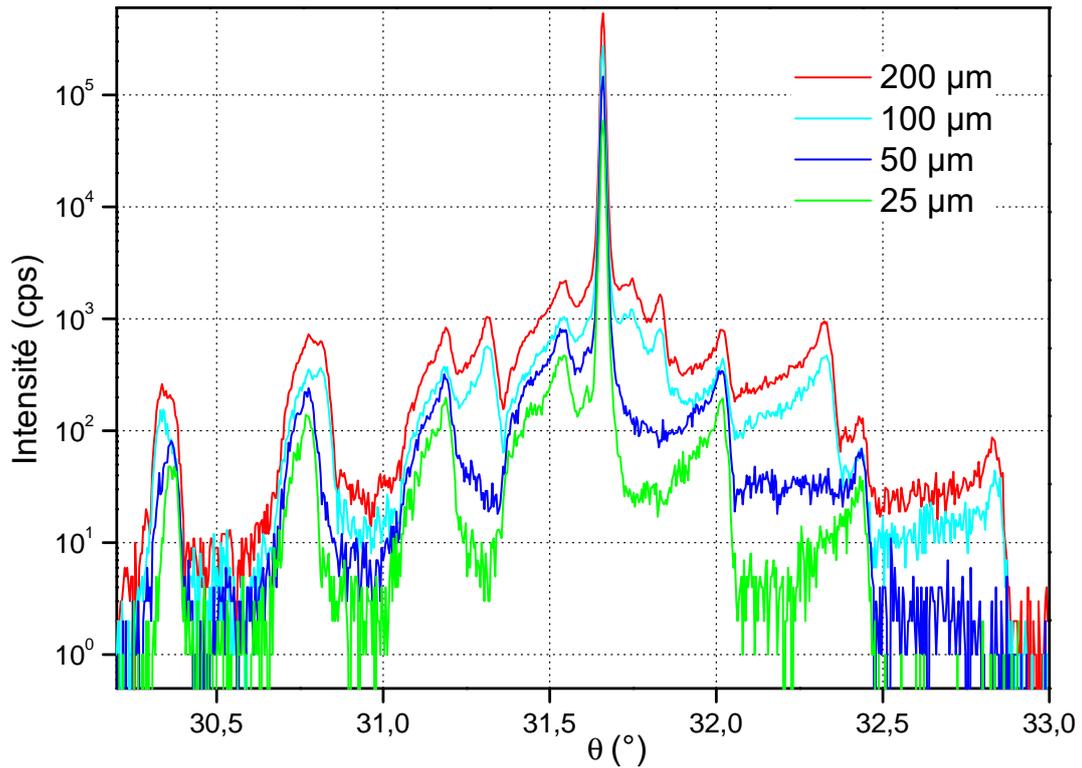


FIGURE 4.18 – Profils de diffraction mesurés avec la μ -source pour différentes tailles d'ouverture de fentes.

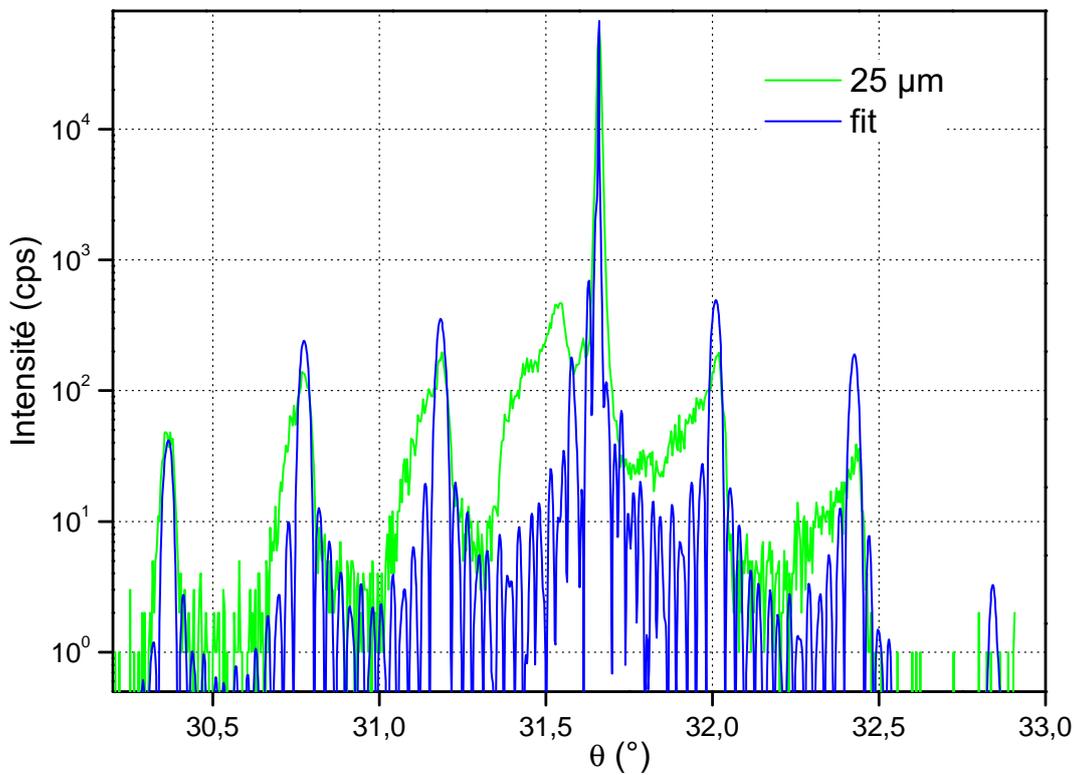


FIGURE 4.19 – Comparaison entre le profil de diffraction X mesuré avec les fente de $50 \mu\text{m}$ (vert) et simulé à partir du logiciel LEPTOS de Bruker (bleu).

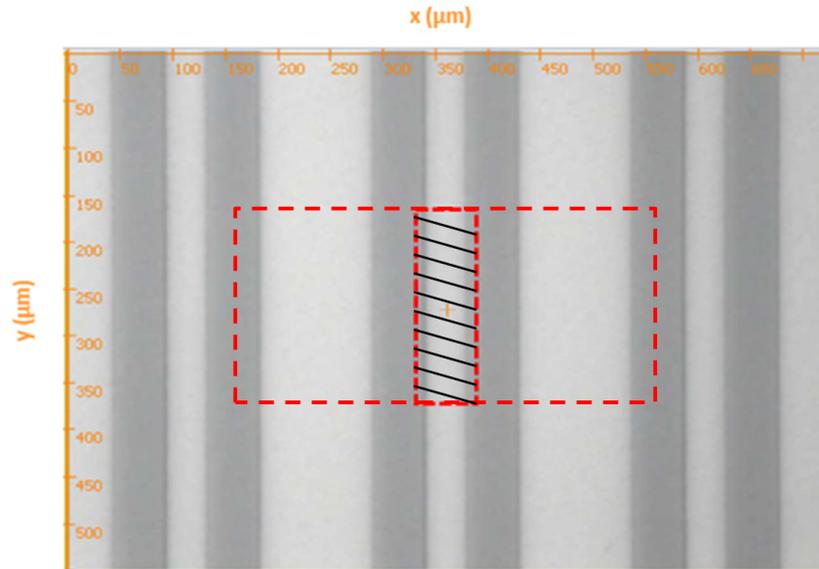


FIGURE 4.20 – Image de l'échantillon avec la taille du faisceau de diffraction pour une ouverture de fente de $200\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$. La contribution au profil RX de la partie hachurée a été supprimée du profil de la figure 4.21

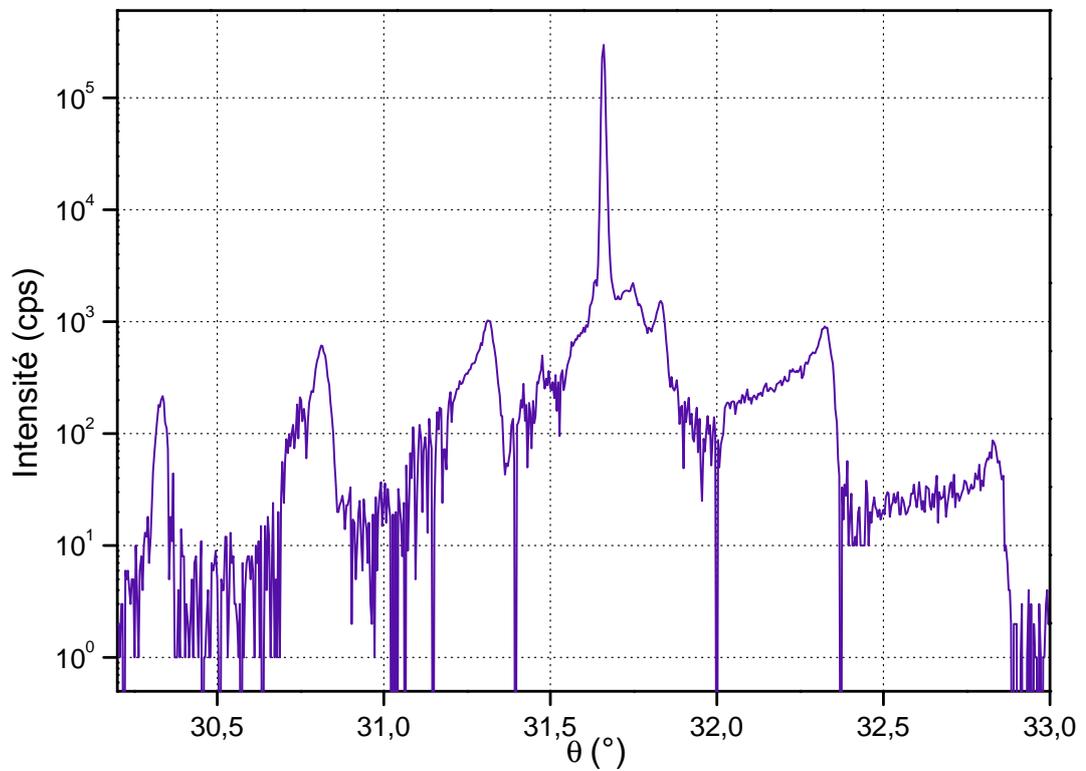


FIGURE 4.21 – Spectre extrait de la zone entre deux paires de masques SAG.

Chapitre 5

Conception et réalisation de composants photoniques d'étude

Sommaire

5.1	Le guidage optique sur InP	118
5.1.1	Géométrie de guide d'onde	118
5.1.2	Propagation optique dans un guide d'onde	118
5.1.3	Les structures ruban	120
5.1.4	Les techniques d'enterrement	121
5.2	Notion de chirp	123
5.3	Le laser à modulation directe	125
5.3.1	La diode laser à réaction distribuée	125
5.3.2	Le comportement dynamique	128
5.3.3	Etat de l'art	129
5.4	Le laser à modulation externe	130
5.4.1	Principe de fonctionnement du modulateur électroabsorbant	131
5.4.2	Le comportement dynamique	131
5.4.3	L'optimisation de la conception du modulateur	132
5.4.4	Intégration laser-modulateur-adaptateur de mode par épitaxie sélective	133
5.4.5	Etat de l'art	134
5.5	Réalisation des composants	135
5.5.1	Les procédés de salle blanche	135
5.5.2	Les étapes technologiques	137
5.6	Performances	146
5.6.1	Le laser à modulation directe	146
5.6.2	Le laser à modulation externe	152
5.7	Synthèse	156

Ce dernier chapitre présente la conception, la fabrication et la caractérisation de composants de type DML et EML réalisés par épitaxie sélective. Dans un premier temps, nous expliquerons la structure de guide optique employée ainsi que la manière de la réaliser. Ensuite nous rappellerons les principes de fonctionnement des deux composants, puis nous parlerons des procédés utilisés pour les fabriquer. Enfin nous présenterons quelques résultats de mesure.

5.1 Le guidage optique sur InP

Afin de pouvoir intégrer des composants entre eux et de les intégrer dans les systèmes optiques, il est nécessaire de maîtriser le guidage des signaux.

5.1.1 Géométrie de guide d'onde

Les signaux émis par nos composants source sont régis par la théorie des ondes électromagnétiques. Un guide d'onde est une structure optique qui va permettre de guider la lumière, de limiter la divergence et l'affaiblissement de l'onde lors de la propagation. Le guide d'onde le plus simple est le guide plan où un matériau d'indice de réfraction n_1 et d'épaisseur e est compris entre deux matériaux d'indice plus faible n_2 et n_3 . Le matériau d'indice élevé est le matériau guidant, appelé cœur du guide. La géométrie plane permet le confinement vertical de l'onde. Afin d'obtenir un confinement latéral, une structure de type "ruban" est nécessaire. Elle consiste en un empilement de matériau de type guide plan autour de laquelle on rajoute un matériau d'indice $n_4 < n_1$. Le guide obtenu de largeur w permet de confiner la lumière dans deux directions et de la guider dans la troisième. La figure 5.1 présente les deux géométries de guide.

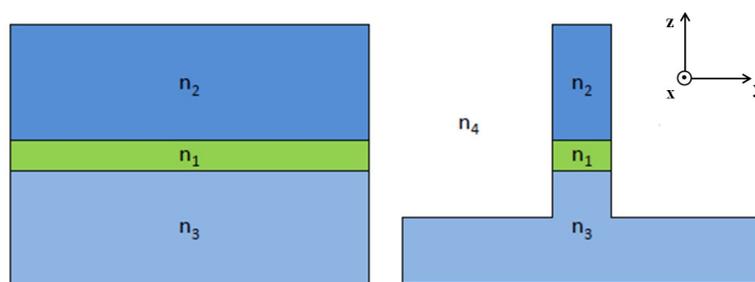


FIGURE 5.1 – Géométries de guide d'onde plan (gauche) et de type ruban (droite).

5.1.2 Propagation optique dans un guide d'onde

La propagation d'une onde lumineuse dans un guide d'onde peut être décrite à partir des équations de Maxwell en faisant les hypothèses que le matériau constituant le guide est non magnétique et vide de charge électrique. Les relations entre le champ électrique E

et le champ magnétique H sont :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (5.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -\epsilon_0 n^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (5.2)$$

où μ_0 est la perméabilité du milieu, ϵ_0 sa permittivité et n son indice. Pour des guides d'onde de type structure ruban qui ont la forme présentée dans la figure 5.1, il y a six composantes du champ électromagnétique à déterminer que l'on peut décomposer en deux groupes (ou polarisation). On les désigne respectivement polarisation TE (*transverse électrique*) et TM (*transverse magnétique*). En polarisation TE, les composantes E_y , H_x et H_z sont non nulles et en TM les composantes H_z , E_y et E_x sont non nulles. Enfin les invariances géométriques du guide le long de la direction de propagation x nous permettent d'écrire les champs sous la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}(y, z) \exp(i(\omega t - \beta x)) \quad (5.3)$$

$$\vec{H} = \vec{H}(y, z) \exp(i(\omega t - \beta x)), \quad (5.4)$$

où ω est la pulsation de l'onde lumineuse et β la constante de propagation. La résolution des équations de Maxwell permet de déterminer les valeurs discrètes des constantes de propagation de chaque mode guidé. En optique on utilise généralement le concept d'indice effectif du mode :

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k}, \quad (5.5)$$

où $k = \omega/c$ est la norme du vecteur d'onde. La condition de guidage d'un mode dans le cas de la structure ruban est :

$$n_{2,3,4} < n_{eff} < n_1. \quad (5.6)$$

La résolution des équations de propagation TE/TM pour une structure ruban, se fait numériquement. Une première méthode est la méthode BPM (*beam propagation method*) qui part d'un champ optique connu et qui calcule son évolution en pas de temps et d'espace. Il existe plusieurs variantes de cette méthode utilisant les différences finies (*finite difference BPM*) ou les transformées de Fourier (*Fourier transform BPM*). Cependant cette méthode a l'inconvénient d'être inappropriée dans le cas où il y a un contraste d'indice élevé ce qui peut amener à des problèmes de convergence. Pour des géométries de guide plus complexes, la méthode de l'indice effectif est utilisée au laboratoire. Elle a été introduite en 1970 par Knox et Toullos [145] et permet de transformer une résolution à deux dimensions en deux problèmes distincts grâce à quelques hypothèses simplificatrices.

Le programme ALCOR développé au CNET est un logiciel qui de simulation qui permet de déterminer les modes qui se propagent dans un guide d'onde. Il utilise une méthode de calcul semi-vectorielle, qui est une évolution de la méthode des indices effectifs. Nous l'avons utilisé lors de la conception pour sa simplicité et parce qu'il permettait de calculer rapidement le facteur de confinement optique Γ d'un mode optique dans les différentes parties de la structure du guide. On peut définir le confinement optique dans une couche

comme la part d'énergie qui est effectivement guidée. Pour un guide d'onde ruban, dans le cœur du guide il est donné par :

$$\Gamma = \frac{\iint_{\text{guide}} \Pi_x \, dydz}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \Pi_x \, dydz}. \quad (5.7)$$

En polarisation TE (respectivement TM), on prendra le vecteur de Poynting Π_x tel que $\Pi_x = 1/2 E_y H_z$ (respectivement $\Pi_x = 1/2 H_y E_z$). Cette caractéristique est essentielle lors de la conception d'un composant. Elle influence la longueur d'onde et la puissance d'émission du laser.

5.1.3 Les structures ruban

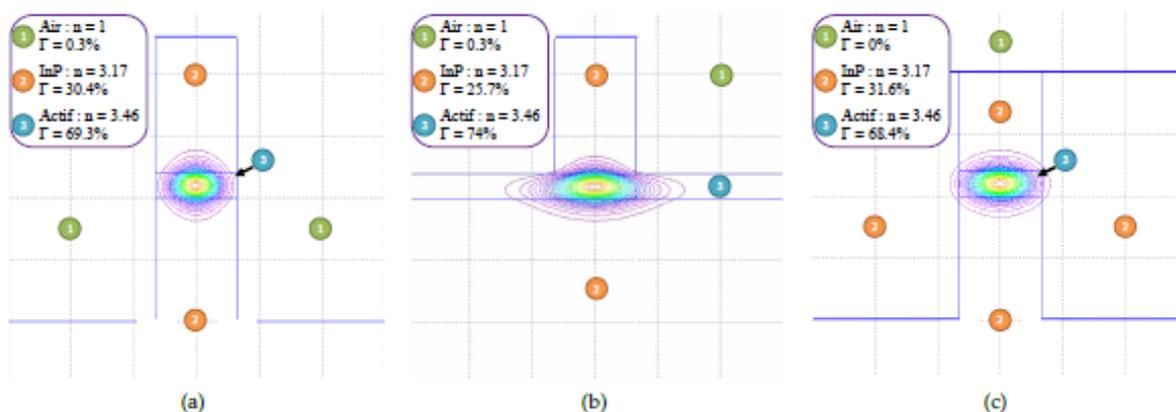


FIGURE 5.2 – Simulations Alcor du mode et du confinement optique pour différentes structures de guide : (a) ruban profond, (b) ruban peu profond et (c) ruban enterré [64].

Il existe plusieurs types de structures ruban droit sur InP qui permettent un comportement monomode en ajustant la largeur du ruban. Chaque structure possède sa caractéristique propre de forme du mode fondamental, d'indice effectif et de confinement optique. Le III-V lab possède une bonne expertise sur ce type de rubans sur InP [146, 64, 65]. Nous allons rappeler rapidement certains de ces résultats. Il existe trois structures de ruban, une structure de ruban profond (*deep ridge*), une structure de ruban peu profond (*shallow ridge*) et une structure enterrée.

La figure 5.2 présente des simulations ALCOR de ces trois technologies pour des empilements combinant une structure à multi-puits quantiques AlGaInAs et de l'InP. La technique du ruban profond, présentée en figure 5.2 (a) est la plus simple à réaliser. L'empilement est gravé dans sa totalité autour d'une zone protégée qui nous permet d'obtenir un ruban. Le contraste d'indice important entre le semi-conducteur et l'air autour du ruban, favorise un fort confinement du mode ce qui permet d'obtenir des composants de type laser ou modulateur performants. De plus l'isolation électrique du

ruban par l'air¹ empêche les fuites de porteurs ce qui favorise des tensions de commande faibles pour le modulateur ou une faible capacité de jonction. Cependant ce type de structure présentent quelques inconvénients. Le confinement, trop important rend la taille du mode trop petite ce qui complique le couplage dans la fibre. Ensuite pour une structure en AlGaInAs, les flancs ne sont pas protégés ce qui entraîne l'oxydation du matériau, d'où des problèmes de fiabilité du composant. La dissipation de chaleur pour ce type de structure n'est pas optimale. Enfin les guides de ce type sont peu robustes aux contraintes mécaniques.

La technique du ruban peu profond permet de palier à certains problèmes de la technique de ruban profond. Dans ce cas, la gravure est arrêtée avant la couche qui sert de cœur du guide. Le mode peut donc s'élargir dans la couche guidante et sa forme permet un couplage plus simple. Ensuite cette structure est plus robuste au niveau mécanique, elle dissipe mieux la chaleur et les flancs de la zone active sont protégés. Cependant, elle n'est pas optimale du point de vue électrique. En effet les modulateurs utilisant cette technologie nécessitent des tensions de commande plus importantes que leurs équivalents en technique ruban profond pour obtenir un même taux d'extinction.

La technique des rubans enterrés est la dernière grande famille de technologie. Elle consiste à graver un ruban de la même façon que la technologie *deep ridge*. Ensuite ce ruban est enterré dans un matériau semi-conducteur, l'InP dans notre cas, par une étape d'épitaxie. Cette technique permet de diminuer le contraste d'indice et d'avoir un mode sphérique et déconfiné. Le couplage à la fibre est rendu optimale. Ensuite cette technologie favorise une bonne dissipation thermique et possède une bonne robustesse mécanique par rapport aux autres. Cependant il existe de nombreuses technologies de recroissance à base d'InP. La réalisation technologique et le choix précis de la couche de reprise d'épitaxie n'est pas aisé. Nous allons présenter certaines de ces techniques.

5.1.4 Les techniques d'enterrement

5.1.4.1 Les structures BRS et pnBH

Les deux techniques d'enterrement de ruban sur InP les plus anciennes sont les techniques BRS (*burried ridge structure*) basée sur l'isolation électrique de la région active par implantation ionique H^+ et la technique dite *pnBH* du fait de l'empilement de couches dopées n et p de chaque côté de la couche active. Outre les considérations optiques, l'une des raisons principales pour enterrer une hétéro-jonction est d'ordre électrique. En effet il est nécessaire de favoriser le déplacement des porteurs dans la zone active pour un laser ou dans les zones de contact p (n) afin de limiter la capacité de jonction du modulateur. L'implantation dans le cas du BRS et l'empilement de couche n et p dans le cas du *pnBH* bloquent le courant sur les flancs du ruban. Le point faible de ces techniques est la limitation en bande passante à cause de la forte capacité de jonction provenant de la succession de couches InP(n)/InP(p). Une autre technique d'enterrement fondée sur un

1. Dans ce type de structure, le composant est plus souvent entouré d'un polymère.

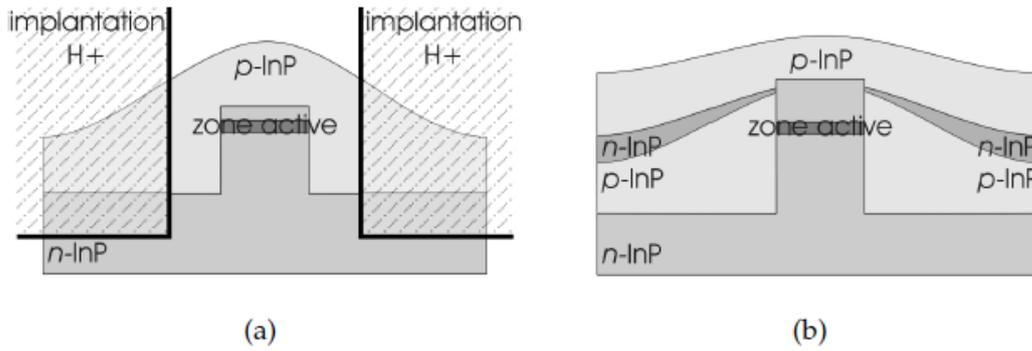


FIGURE 5.3 – Schéma de principe des techniques d'enterrement BRS (a) et pnBH (b) [146].

autre type de couche d'InP a donc été développée.

5.1.4.2 La structure "Semi Insulating Buried Heterostructure" (SIBH)

La technique SIBH permet à la fois d'avoir une bonne isolation électrique tout en ayant une capacité de jonction faible et donc de bonnes performances en bande passante. En effet le matériau utilisé pour la recroissance est de l'InP semi-isolant. En effet comme l'InP a un dopage résiduel n , il est nécessaire d'introduire des niveaux profonds de dopants dans le gap du matériau de type accepteur afin de compenser ce dopage résiduel. Plusieurs dopants peuvent être utilisés mais ce sont principalement le Fer et le Ruthénium qui ont été choisis au III-V lab.

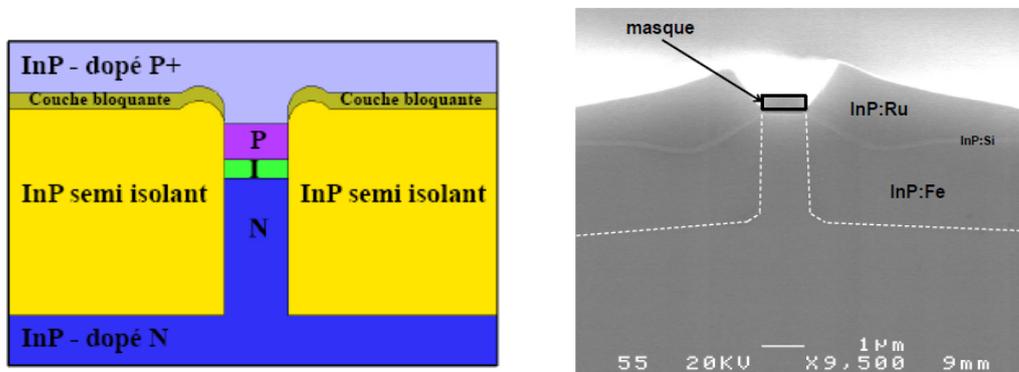


FIGURE 5.4 – Schéma d'une structure SIBH (gauche) et image MEB en coupe d'un ruban après reprise SIBH (droite). Une couche d'InP : Si a été rajoutée afin de délimiter les couches d'InP : Fe et d'InP : Ru [65].

Le dopant Fer est le plus utilisé pour rendre l'InP semi-isolant. Ses conditions d'incorporation en fonction des paramètres de croissance dans l'InP ont été étudiées [147, 148, 149]. Le dopage Fer donne de très bonne résistivités, autour de $10^8 - 10^9 \Omega.cm$ ce qui en fait un bon candidat pour les structures SIBH. Cependant il est connu pour fortement interdiffuser avec le Zinc [150], le dopant p utilisé dans l'InP en MOVPE. Ces dopants sont donc amenés à être en contact l'un avec l'autre, ce qui entraîne une baisse de la conductivité de l'InP : Zn et une diminution du caractère semi-isolant de l'InP : Fe.

Pour empêcher cette interdiffusion, l'utilisation d'une couche qu'on appelle barrière d'interdiffusion, entre les couches d'InP : Fe et d'InP : Zn est employée. La figure 5.4 (gauche) présente un schéma d'une structure SIBH avec la couche d'InP semi-isolante, la barrière d'interdiffusion et l'InP dopé p . Plusieurs types de couches ont été comparées comme l'AlInAs [151] où le codopage d'une couche dopé n avec du Titane par exemple [152] avec plus ou moins de succès. Le dopant Ruthénium a fait l'objet d'une étude approfondie au III-V lab lors des travaux de thèse d'Olivier Patard [65] où des conditions de croissance optimales ont permis d'obtenir une couche où le dopant n'interdiffuse pas avec le Zinc. Il a aussi été démontré que ce matériau présentait une excellente résistivité. Néanmoins ses conditions de croissance n'autorisent pas un bon enterrement d'un ruban. La structure choisie est donc un enterrement de la zone active avec de l'InP : Fe. La couche d'InP : Ru, située entre l'InP : Zn et l'InP : Fe, sert de barrière d'interdiffusion. La figure 5.4 (droite) présente une image MEB d'un ruban enterré par une couche de InP : Fe et une couche d'InP : Ru.

5.2 Notion de chirp

La génération de signaux modulés en intensité est essentielle dans les systèmes de télécommunications optiques. Cette modulation peut être réalisée en modulant directement l'intensité d'un laser à semi-conducteur monomode ou en utilisant une modulation externe qui va couper le signal d'un laser continu. La modulation d'un signal avec deux niveaux d'intensité est appelé OOK (*on-off keying*). Nous allons présenter deux types de composants qui permettent de générer simplement un signal OOK. Le premier est le laser à modulation direct (DML *directly modulated laser*) et le second est le laser continu à modulation externe réalisé par un EAM. Si le laser et l'EAM sont intégrés, on parle d'EML (*electroabsorption modulated laser*). La caractéristique du signal après transmission dans la fibre va fortement dépendre de la manière dont la modulation du signal est réalisée.

Dans le cas du DML, la modulation directe du courant de la diode laser modifie l'indice de réfraction de la couche active ce qui provoque un déplacement de la fréquence optique d'émission. Ce phénomène, appelé "chirp", provoque des erreurs à la détection du signal qui limite fortement la distance de propagation. La modification de la fréquence optique du signal est donné dans le cas d'un laser à semi-conducteur par [153] :

$$\Delta f = \frac{c}{4\pi n} \alpha \Gamma A_g \Delta N, \quad (5.8)$$

où α est le paramètre de chirp ou facteur de Henry, Γ le facteur de confinement du laser, A_g est le gain différentiel et ΔN la variation de la densité de porteurs. Ce phénomène de décalage de la longueur d'onde du laser s'accroît lorsque la fréquence de modulation augmente.

Ensuite la distance de transmission d'un signal OOK dans une fibre optique monomode est limitée par la dispersion chromatique de la fibre. En considérant la porteuse d'un signal optique à la longueur d'onde λ modulé en intensité par un signal sinusoïdal à la fréquence

f , le champ du signal optique peut s'exprimer comme [154, 155, 156] :

$$E(f, t) = \sqrt{I_0(1 + m \cos(2\pi ft))} \exp \left[j \left(\frac{2\pi ct}{\lambda} + \frac{\alpha}{2} m \cos(2\pi ft) \right) \right], \quad (5.9)$$

où I_0 est la puissance optique moyenne et m l'indice de modulation. Après propagation dans la fibre, la dispersion chromatique introduit un terme de phase supplémentaire. En approximation de petit signal, la fonction de transfert de l'intensité optique après propagation est donnée par :

$$H(f) = \left| \cos \left(\frac{\pi \lambda^2 D f^2}{c} \right) - \alpha \sin \left(\frac{\pi \lambda^2 D f^2}{c} \right) \right|, \quad (5.10)$$

où D est la dispersion chromatique de la fibre. Au chirp du laser s'additionne donc la propagation qui va à son tour dégrader le signal. Certains types de composants permettent de palier à cela comme les CML (*chirp managed laser*) qui permettent d'augmenter les distances de transmission. Mahgerefteh *et al.* ont démontré la transmission d'un signal modulé à 10 Gbit/s sur 360 km [157, 158] à 1,55 μm alors que dans littérature, usuellement un DML est limité à 100 km [159].

L'influence du chirp sur la transmission est donc importante. Des composants à modulation externe ont vu le jour afin de pouvoir augmenter les distances de transmission. L'EML utilisant une modulation externe à la source, est donc un excellent candidat. La figure 5.5 présente un exemple de mesure de chirp pour un EAM. On remarque par exemple qu'en choisissant le point de tension adéquat, il est possible d'avoir un chirp nul. Enfin la dispersion chromatique est d'environ 17 ps/nm/km à 1,55 μm alors qu'à 1310 nm elle est inférieure à 3 ps/nm/km. Les composants de type DML, pour leur simplicité, et EML, pour leurs performances, sont donc très prometteurs à 1,3 μm . On peut citer le papier de Kobayashi *et al.* qui compare les performances d'EML et DML à 1,3 μm afin de réaliser de la modulation d'amplitude sur quatre niveaux (4-PAM *4-level pulse amplitude modulation*) [160].

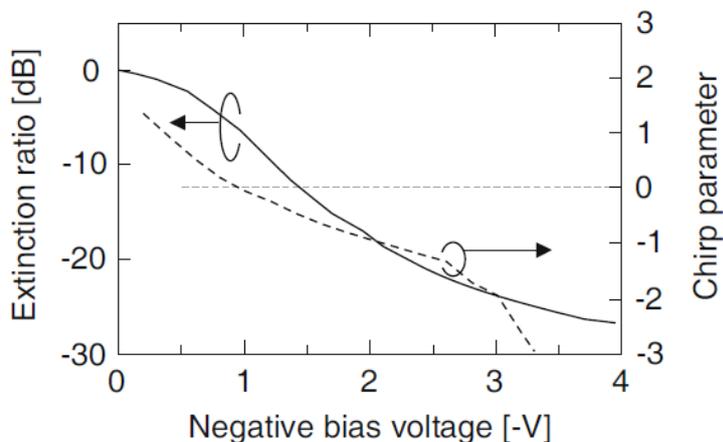


FIGURE 5.5 – Taux d'extinction (trait plein) et paramètre de chirp (trait pointillé) d'un EAM en fonction de la tension inverse appliquée. [161, 162]

5.3 Le laser à modulation directe

Le DML est le composant le plus simple pour produire un signal modulé. L'information à transmettre est modulée sur le courant de contrôle de la diode laser ce qui permet de générer la modulation OOK.

5.3.1 La diode laser à réaction distribuée

5.3.1.1 Généralités

Les semi-conducteurs III-V de la famille AlGaInAs sur InP sont d'excellents candidats pour réaliser des diodes lasers émettant aux longueurs d'onde des télécommunications optiques. En effet il est possible de réaliser une cavité optique en clivant le matériau dans une direction cristallographique préférentielle. Cela permet d'obtenir facilement une cavité Fabry-Perot, c'est-à-dire une cavité avec deux miroirs aux extrémités. La montée en capacité des réseaux optiques amène à développer des composants actifs ayant des débits élevés. Dans cette configuration, la dispersion chromatique de la fibre joue un rôle important dans la limitation de la distance de transmission. Des sources émettant à une seule longueur d'onde sont nécessaires afin d'en limiter les effets. Dans les premières générations de laser de type Fabry-Perot, la rétroaction optique nécessaire à l'amplification laser est assurée par la réflexion des facettes ce qui fournit la même énergie pour tous les modes de la cavité. Afin d'obtenir un composant émettant à une seule longueur d'onde, il est nécessaire de sélectionner un seul mode de la cavité. Le phénomène de réaction distribuée permet de faire cela.

Au contraire d'un laser Fabry-Perot où la rétroaction est localisée au niveau des facettes, certains types de laser ont une rétroaction distribuée le long de la cavité optique grâce à l'utilisation d'un réseau de Bragg. Ce type de réseau consiste en une structure d'indice variable périodique placée près du milieu actif. On appelle ce type de couplage entre la zone active et le réseau, couplage par l'indice². La cavité reste identique à celle d'un laser Fabry-Perot mais la longueur d'onde du mode de résonance sélectionné est celle dont les pertes induites par le réseau de Bragg sont minimales. Cela permet d'obtenir une diode laser monomode en longueur d'onde. Le principe d'un réseau de Bragg est décrit dans la figure 5.6. Il est constitué d'un ensemble de dents d'indice optique plus élevé que le milieu qui les entoure. Une partie de l'onde incidente est réfléchi au niveau des dents et l'interférence de l'onde incidente avec l'onde réfléchi est constructive lorsqu'il y a accord de phase ce qui s'exprime par :

$$k_I + k_R = \frac{2m\pi}{\Lambda}, \quad (5.11)$$

avec k_I et k_R les vecteurs d'onde de l'onde incidente et de l'onde réfléchi, Λ le pas du réseau et m un entier qui définit l'ordre de diffraction du réseau. Dans le cas d'un laser

2. Dans le cas de laser couplé par le gain, le réseau de Bragg est situé dans le milieu actif [163].

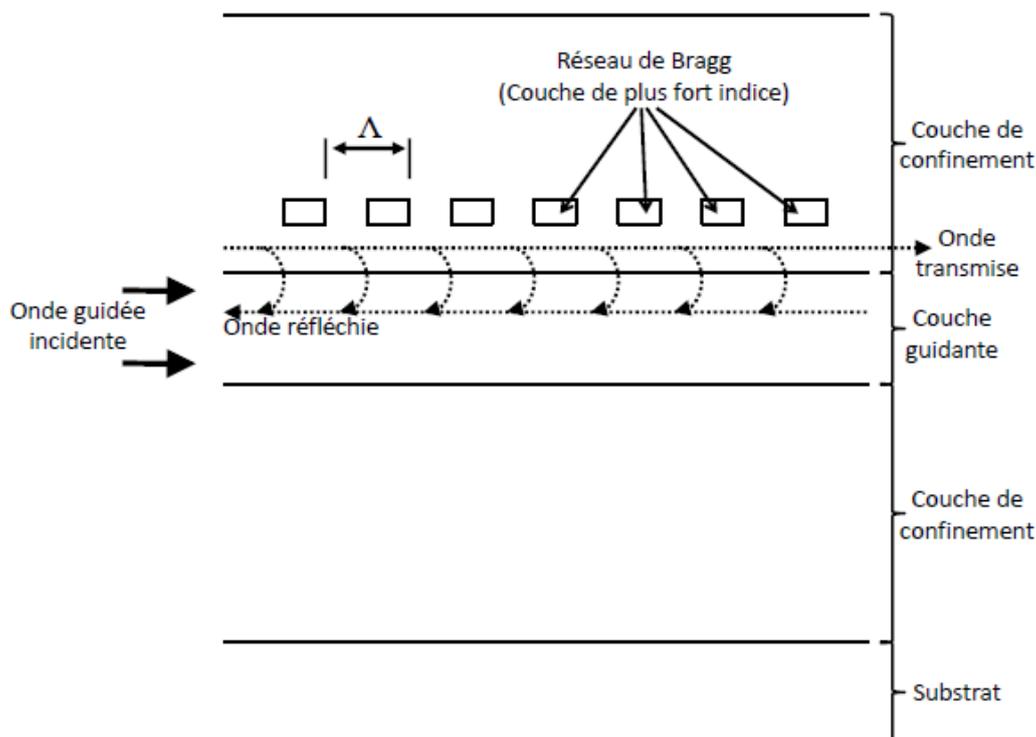


FIGURE 5.6 – Principe de fonctionnement de la réaction distribuée utilisant un réseau de Bragg [64].

DFB, on a $k_I = k_R = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_m}$. L'équation 5.11 devient :

$$\lambda_m = \frac{2n_{eff}\Lambda}{m}, \quad (5.12)$$

où λ_m est la longueur d'onde de Bragg à l'ordre m et n_{eff} est l'indice effectif vu par le mode incident. La longueur d'onde λ_m va donc être sélectionnée et être imposée à la diode laser. L'équation 5.12 nous donne donc les deux paramètres nécessaires à la fabrication d'un réseau de Bragg. Il est important de connaître précisément les indices des matériaux autour de la longueur d'onde de fonctionnement afin de déterminer l'indice effectif. Ensuite la taille et la forme de la dent sont critiques.

La technique utilisée au III-V lab pour écrire les réseaux est la lithographie électronique et sera développée plus tard. Kogelnik et Shank [164] ont été les premiers à observer le mécanisme de rétroaction basé sur des miroirs de Bragg pour un laser ce qui a amené à la fabrication du premier laser à rétroaction distribuée (DFB *distributed feedback*) à semi-conducteur en 1973 [165]. L'autre famille de laser utilisée en optoélectronique, est le laser à réflecteur de Bragg distribué (DBR *distributed Bragg reflector*). Les DFB sont plus simples à fabriquer, possèdent un courant de seuil plus faible et présentent moins de pertes [166]. De plus à puissance de sortie donnée, l'encombrement des DFB est plus faible. L'intérêt des DBR réside principalement dans le fait qu'ils permettent de réaliser une accordabilité en longueur d'onde d'une vingtaine de nanomètres, en injectant des porteurs dans la zone de Bragg. Dans le cas des DFB, la plage d'accordabilité est limitée à 4-5 nm, de façon thermique. La thèse de Hélène Debregeas est une excellente source d'informations

sur le sujet [167]. Pour une première génération de DML à $1,3 \mu\text{m}$ en matériau AlGaInAs au III-V lab, le choix s'est porté sur la fabrication de DFB.

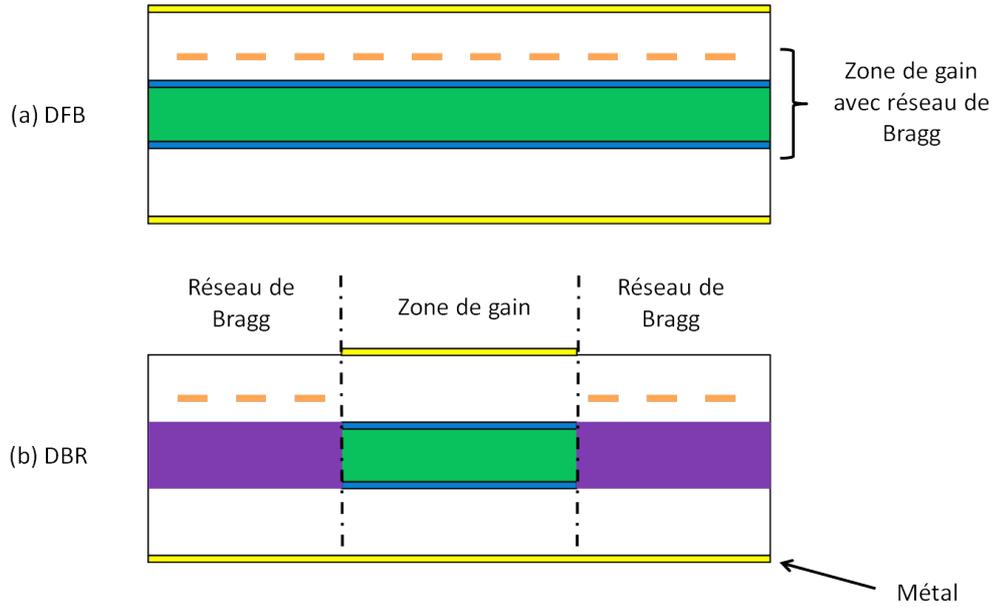


FIGURE 5.7 – Deux exemples de composants laser à rétroaction distribuée : structure d'un laser DFB (a) et d'un laser DBR (b).

5.3.1.2 La conception du réseau de Bragg

Dans cette section, nous allons décrire les étapes de conception du réseau du laser DFB. Comme nous venons de le voir, il est possible d'obtenir un laser monomode grâce à l'utilisation d'un réseau de Bragg le long du guide d'onde. La conception de ce réseau va être responsable de la sélectivité en longueur d'onde. Il y a donc deux paramètres à régler : la période du réseau Λ qui définit la longueur d'onde et le coefficient de couplage du réseau κ qui caractérise la réflectivité du réseau par unité de longueur (cm^{-1}). La bibliographie sur le calcul de ce coefficient est bien documentée [163, 168, 169]. La formule suivante a été utilisée pour calculer le κ :

$$\kappa = \pi \frac{n_{\text{réseau}} - n_{\text{InP}}}{\lambda} \left(\frac{\Lambda_d}{\Lambda} \Gamma_r \right), \quad (5.13)$$

où $n_{\text{réseau}}$ et n_{InP} sont respectivement les indices de réfraction du réseau et de l'InP, Γ_r est le facteur de confinement du mode dans le réseau, Λ_d la taille de la dent du réseau et Λ la périodicité du réseau. Dans notre cas, la dent fait la moitié d'une période $\Lambda_d/\Lambda = 1/2$.

Un fort couplage du mode avec le réseau est nécessaire afin d'avoir une meilleure tolérance aux rétroactions parasites. Il permet aussi d'augmenter le gain autour de la longueur d'onde de Bragg. Par contre un κ élevé favorise un confinement du mode dans le réseau ce qui diminue la puissance de sortie. Pour un DML rapide, la longueur de cavité est inférieure à $200 \mu\text{m}$ et le produit κL , entre le coefficient de couplage du réseau κ et la longueur de la cavité L , est usuellement compris entre 1 et 2 [170].

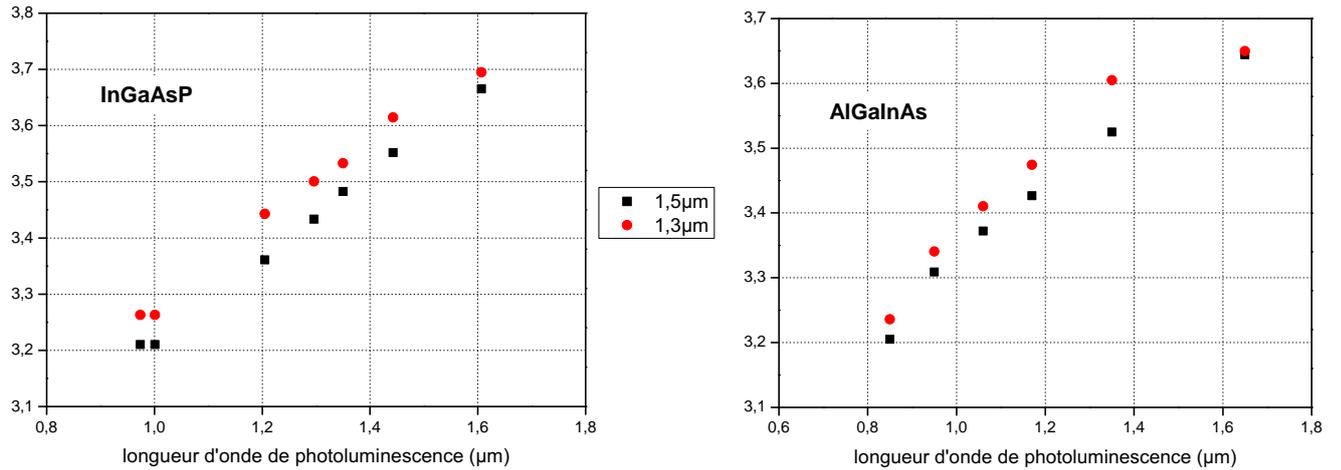


FIGURE 5.8 – Mesures d'indices optiques des matériaux InGaAsP (gauche) et AlGaInAs (droite) pour des matériaux sondés avec une source à 1,55 μm et à 1,3 μm .

Pour réaliser la conception du miroir de Bragg des DFB, nous avons utilisé des valeurs d'indice optique calculées à partir du modèle d'Afromovitz [171]. Cependant les valeurs dont nous avons besoin étant proches de la longueur d'onde de sonde, nous les avons complétées avec des mesures réalisées au III-V lab. Ces mesures sont présentées en figure 5.8. Les paramètres nécessaires à la conception des composants sont présentés dans le tableau 5.1. Deux structures DFB ont été envisagées : l'une qui est plus adaptée à la fabrication de composants DML et l'autre au DFB d'un EML. Le κL visé pour le DML est de 1,59 pour laser de 200 μm de longueur et le κL visé de l'EML est de 2,49 pour un laser de 500 μm . Les longueurs d'onde de Bragg visées sont 1300 nm, 1308 nm, 1315 nm, 1322 nm et 1329 nm.

	fort κL	faible κL
n_{eff}	3,2247	3,2234
type de réseau	InGaAsP 1,12 μm	InGaAsP 1,12 μm
épaisseur réseau	80 nm	40 nm
épaisseur spacer	75 nm	130 nm
Γ_r	0,0450	0,0282
κ	80 cm^{-1}	50 cm^{-1}

TABLE 5.1 – Paramètres de conception d'un laser DFB pour la fabrication d'un EML (gauche) et celle d'un DML (droite).

5.3.2 Le comportement dynamique

Afin d'obtenir la bande passante la plus élevée possible, il y a trois facteurs à optimiser : la capacité de la diode PIN, le facteur d'amortissement et la résonance photon-électron.

Dans l'approximation des petits signaux, la réponse en fréquence pour un DML s'exprime :

$$R(f) = \frac{1}{1 + (2\pi RCf)^2} \frac{f_r^4}{(f^2 - f_r^2) + f^2 \Gamma_d^2 / (2\pi)^2}, \quad (5.14)$$

où C est la capacité de la jonction PIN, R est la résistance totale de la puce, f_r est la fréquence de relaxation de l'interaction photon-électron et Γ_d le coefficient d'amortissement [153]. Dans l'équation 5.14, le premier terme représente la limite due à la capacité de la diode (appelée aussi limite RC) et le second celle due à la résonance photon-électron. f_r est donnée par :

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\partial g}{\partial N} \frac{S_0(1 - \epsilon S_0)}{\tau_{ph}}}, \quad (5.15)$$

où S_0 est la densité de photon dans la cavité, $\partial g / \partial N$ est le gain différentiel, ϵ est le coefficient de saturation du gain et τ_{ph} est la durée de vie des photons. Ensuite Γ_d s'exprime :

$$\Gamma_d = \frac{1}{\tau_c} + K f_r^2, \quad (5.16)$$

où τ_c est le temps de vie des porteurs et K appelé facteur- K donné par :

$$K = 4\pi^2 \tau_{ph} \left(\frac{\epsilon}{\partial g / \partial N} + \frac{1}{\alpha_m + 2\alpha_{th}} \right), \quad (5.17)$$

où α_m et α_{th} sont respectivement les pertes aux facettes et le gain au seuil. Si on considère ces pertes faibles, le facteur K se calcule à partir de la courbe donnant la fréquence de résonance en fonction du courant injecté.

Ainsi pour améliorer la bande passante d'un DML, le produit RC de la jonction doit être diminué, ce qui est le rôle de la structure enterrée en SIBH. La fréquence de relaxation f_r dépend la résonance entre porteurs et photons qui a lieu dans la cavité laser. La signal émis par le laser ne peut pas changer plus rapidement que la fréquence f_r , c'est donc le paramètre qui donne la limite dynamique du composant et qui doit être augmenté. Le gain différentiel et donc la valeur à laquelle la longueur d'onde Bragg est fixée, a une influence importante. Ensuite c'est le flux de photons et donc la puissance optique qui va aussi être déterminante pour optimiser f_r . Enfin le coefficient d'amortissement Γ_d est caractéristique de phénomènes non-linéaires de saturation du gain qui réduisent la bande passante et il doit être diminué pour augmenter la bande passante.

5.3.3 Etat de l'art

L'un des objectifs de la thèse est de produire un composant DML rapide à $1,3 \mu\text{m}$. Nous allons présenter ici quelques réalisations.

L'essentiel des dernier travaux présentés dans le tableau 5.2 utilisent des quaternaires de la famille AlGaInAs. L'équipe de Bellcore est une de premières à utiliser ce matériau à $1,3 \mu\text{m}$ avec de telles performances. Ensuite si on regarde les travaux sur les sept

dernières années, ce sont principalement des équipes japonaises qui se distinguent avec des composants enterrés pour des applications à 25 et 40 Gbit/s, l'essentiel de ces travaux utilisent des composants ayant des cavités courtes, comprises entre 100 et 150 μm avec une zone passive. Enfin l'équipe de Finisar [172] présente une technologie de composant différente basée sur un laser DR (*distributed reflector*). Cela consiste à utiliser une cavité avec une zone active très courte (50 μm) où le courant d'injection est modulé et une zone passive (200 μm) où on injecte un courant continu ce qui permet d'ajuster le gain de la section. Dans cette zone du composant, il n'y a pas de porteur ce qu'il va y avoir un phénomène de résonance entre photons qui est caractérisé par fréquence plus importante (autour de 50 GHz).

Laboratoire	Année	Référence	Débit
Bellcore	1994	Zah <i>et al.</i> [173]	20 GHz
Fujitsu	2009	Otsubo <i>et al.</i> [170]	40 Gbit/s
Hitachi	2011	Fukamachi <i>et al.</i> [174]	25 Gbit/s
NTT	2013	Kobayashi <i>et al.</i> [175]	40 Gbit/s
NTT	2014	Kobayashi <i>et al.</i> [160]	25 Gbaud/s (50 Gbit/s)
Finisar	2016	Matsui <i>et al.</i> [172]	55 Gbaud/s (112 Gbit/s)

TABLE 5.2 – Etat de l'art des composants DML fonctionnant à 1,3 μm pour une température de 25 ° C.

5.4 Le laser à modulation externe

L'intégration monolithique d'un laser DFB avec un EAM donne un transmetteur qu'on appelle l'EML. Nous avons déjà commencé à parler de l'absorption de l'EAM au chapitre 3. Nous allons enrichir le propos pour en venir au composant EML.

Comme nous l'avons déjà vu, la modulation externe présente de nombreux avantages par rapport à la modulation directe d'un laser : un faible chirp [176], de grandes bandes passantes et d'important taux d'extinction [160]. Elle est réalisée, dans notre cas grâce à un EAM, constitué d'une zone active en multi-puits quantiques de la famille de matériaux AlGaInAs qui ont des propriétés d'absorption dont nous avons parlé au chapitre 3.

5.4.1 Principe de fonctionnement du modulateur électroabsorbant

Le rôle du modulateur est d'absorber ou de laisser passer la lumière émise par le laser. L'absorption est régie par l'effet QSCE (figure 3.8). L'optimisation de la structure de bandes du matériau permet d'améliorer la profondeur de modulation qui est donné par la formule :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}. \quad (5.18)$$

De plus, nous avons vu que le paramètre $\Delta\lambda$ a aussi une forte influence. Au niveau du composant, les paramètres auxquels nous avons accès sont le taux d'extinction du modulateur ER et l'atténuation en mode passant att . Ils dépendent de la longueur du modulateur L et du facteur de confinement Γ . La puissance lumineuse en sortie du composant est donnée, à l'état ouvert par :

$$P_{ouvert} = P_0 \exp(-\Gamma\alpha_0L), \quad (5.19)$$

et à l'état fermé par :

$$P_{fermé} = P_0 \exp(-\Gamma\alpha(F \neq 0)L). \quad (5.20)$$

où P_0 est la puissance couplée dans le composant. En définissant $\Delta\alpha = \alpha(F \neq 0) - \alpha_0$, on définit le taux d'extinction et l'atténuation en mode passant en dB par les formules suivantes :

$$ER(dB) = 10 \log(\exp(-\Gamma\Delta\alpha L)) \quad (5.21)$$

$$att(dB) = 10 \log(\exp(-\Gamma\alpha_0L)) \quad (5.22)$$

5.4.2 Le comportement dynamique

Ensuite du point de vue électrique, l'EAM est une diode PIN qui permet de moduler un signal optique à haute fréquence. La vitesse de modulation va dépendre principalement de la capacité de la jonction. La réponse en fréquence de la diode peut être prédite par un simple circuit équivalent de type RC sous la forme [177] :

$$R(f) = \frac{1}{1 + (2\pi RCf)^2}. \quad (5.23)$$

Pour mieux spécifier le contenu des termes, on peut s'appuyer sur le circuit équivalent de la figure 5.9.

Les différents composants du circuit sont :

- la capacité de jonction de la jonction PIN C_j . Elle dépend de la valeur de la constante diélectrique ϵ_I du matériau électro-absorbant et des dimensions du composant, c'est-à-dire la surface S du composant et l'épaisseur t_I de la zone déplétée³. On l'assimile

3. Cela doit correspondre à la zone non intentionnellement dopée qui peut être moins épaisse qu'attendue s'il y a une forte diffusion du zinc de la zone p

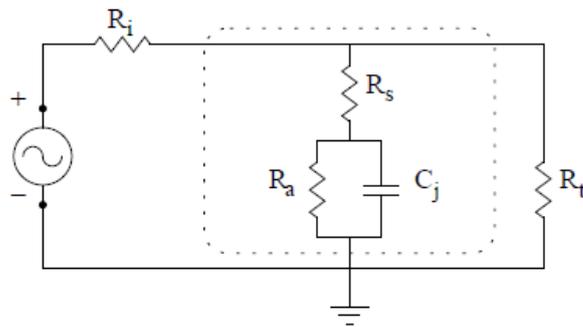


FIGURE 5.9 – Schéma électrique équivalent d'EAM.

à une capacité plane ce qui donne l'expression :

$$C_j = \frac{\epsilon_I S}{t_I}. \quad (5.24)$$

- La résistance R_a est une résistance qui représente la variation de photocourant généré par l'absorption de photons issus du laser en fonction de la tension appliquée. Sa valeur est en générale assez grande (quelques k Ω). On peut la remplacer par un circuit ouvert.
- R_s est la résistance série du modulateur. Elle représente la résistance du matériau semi-conducteur et des contacts métalliques. Elle est de quelques ohms.
- R_g est l'impédance du générateur de tension auquel on relie le modulateur. Elle est fixée à la valeur de 50 Ω .
- Enfin R_c est la résistance de charge à laquelle on connecte le circuit. Elle a pour rôle de limiter la réflexion du signal électrique hyperfréquence (appelé aussi signal HF) lors de la modulation à haut débit du modulateur.

En négligeant les capacités parasites et les fuites sur les flancs, la bande passante à -3 dB du modulateur est donnée par la formule suivante :

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi(R_s + (\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_t})^{-1})C_j}. \quad (5.25)$$

5.4.3 L'optimisation de la conception du modulateur

Les paramètres de conception du composant doivent être choisis attentivement pour améliorer la bande passante. En général, nous prenons une résistance de charge $R_c = R_g = 50 \Omega$ pour minimiser la réflexion du signal HF lorsque que le modulateur est modulé. Cependant diminuer cette valeur de résistance peut être une stratégie pour augmenter la bande passante mais cela a une influence sur l'efficacité de modulation, si la résistance série R_s est trop forte. Il est possible de la diminuer en augmentant la surface des contacts jusqu'à un certain point.

Enfin la capacité de jonction C_j est améliorée en diminuant la longueur et la largeur du composant. Cependant la réduction des dimensions se heurtent aux limites technologiques et aux limites lors du montage des composants. Ensuite cela diminue le taux d'extinction.

Cependant il est toujours possible d'augmenter l'épaisseur de la zone non dopée, ce qui diminue la capacité de jonction et augmente le taux d'extinction. Mais cela augmente la valeur de la tension à appliquer aux bornes du composant ce qui diminue l'efficacité de modulation. De plus il est possible que le champ appliqué sur le composant soit inhomogène [178].

La conception d'un modulateur passe donc par de nombreux compromis sur les performances du composant, ce qui s'ajoute à ceux réalisés au niveau du matériau. Plusieurs configurations de longueurs de modulateur ont été testées et seront présentées par la suite.

5.4.4 Intégration laser-modulateur-adaptateur de mode par épitaxie sélective

Afin d'obtenir à la fois des EMLs fonctionnant avec de faibles tensions de polarisation ou d'autres étant plus robustes en température, nous avons réalisé des composants avec plusieurs detuning $\Delta\lambda$. La longueur d'onde maximum d'absorption a été fixé à 1300 nm^4 . Les longueurs d'onde de Bragg des DFB des EML sont les mêmes que pour les DML. Le detuning $\Delta\lambda$ va donc varier de 0 à 30 nm. Cependant en pratique, avec les incertitudes sur les épaisseurs de la couche réseau et du spacer, nous nous attendons à ce que le detuning soit un peu plus élevé. De plus il est nécessaire de prendre en compte la sensibilité du composant avec la température. En effet, la longueur d'onde de Bragg augmente de $0,1 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ et le maximum d'absorption lui évolue de $0,7$ à $0,8 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ [21]. Le detuning $\Delta\lambda$ diminue donc de $0,6 \text{ nm}/^\circ\text{C}$. Le detuning est donc suffisant pour des applications à 45°C et voire jusqu'à 80°C .

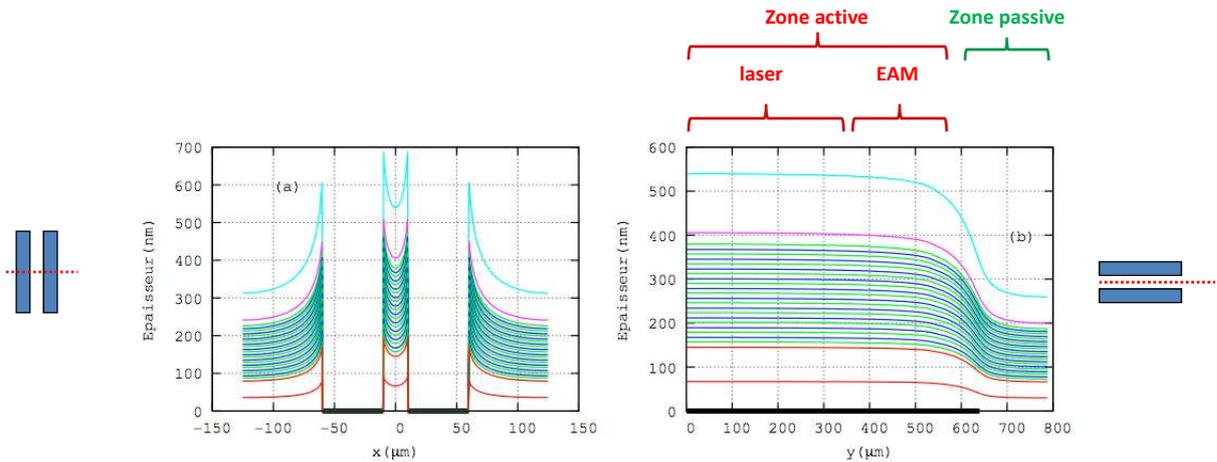


FIGURE 5.10 – Simulation SAG de l'empilement de couches pour une structure à multi-puits quantiques : (a) coupe orthogonale et (b) coupe longitudinale. [10]

La figure 5.10 présente une simulation SAG d'un empilement complet. On voit la variation d'épaisseur entre la zone active, où le laser et le modulateur seront réalisés, et

4. Il a été trouvé empiriquement que cela correspondait à la longueur d'onde de photoluminescence décalée positivement de 15 nm. Nous avons bien fixé cette longueur d'onde à 1285 nm lors de l'épitaxie.

la zone passive où l'adaptateur de mode sera réalisé. La baisse de l'épaisseur des puits quantiques est l'effet principale qui va permettre de rendre la zone passive. La modélisation de l'épitaxie sélective fondée sur le modèle VPD donne un détuning entre le passif et l'actif de 70 nm⁵.

5.4.5 Etat de l'art

Laboratoire	Année	Référence	Débit	efficacité de modulation
ASIP Inc.	2003	Gokhale <i>et al.</i> [179]	10 Gbit/s	-
Mitsubishi	2010	Saito <i>et al.</i> [180]	43 Gbit/s	-
NTT	2011	Fujisawa <i>et al.</i> [181]	50 Gbit/s	-11 dB/V
HHI	2013	Klein <i>et al.</i> [182]	56 Gbit/s	-7 dB/V
Sumitomo	2014	Tatsumi <i>et al.</i> [183]	28 Gbaud/s	-12 dB/V
HHI	2014	Troppenz <i>et al.</i> [184]	56 Gbit/s (OOK) et 28 Gbaud/s (PAM4-8)	-

TABLE 5.3 – Etat de l'art des composants EML fonctionnant à 1,3 μm . Les performances présentées sont à la température de fonctionnement de 25 °C.

L'objet principal de la thèse est de produire un composant EML rapide à 1,3 μm . Nous allons présenter ici quelques réalisations. Les EML présentés dans ces papiers ont des caractéristiques assez proches. A part le travail de l'équipe de Mitsubishi, les réalisations sont basées sur une zone EAM réalisée en matériaux de la famille AlGaInAs.

Le tableau 5.3 présentent quelques résultats d'EML à 1,3 μm . L'équipe de Gokhale *et al.* est une des premières à utiliser le matériau AlGaInAs pour des composants de ce type. Ensuite à partir de 2010, les développements s'accélèrent et sont surtout concentrés au Japon et en Allemagne. Le travail de NTT est intéressant car il présente une intégration par butt-joint d'une section laser en quaternaire phosphore avec une section EAM en quaternaire aluminium avec une étude de l'optimisation de l'offset de bandes pour favoriser les propriétés d'absorption [21] ainsi que des mesures en transmission [181]. On peut aussi mentionner les performances des équipes de Mitsubishi et de Sumitomo. Ensuite l'équipe de HHI présente un composant réalisé en mono-épitaxie, c'est-à-dire que la même zone active est utilisée pour le laser et le modulateur [182]. Les travaux de Troppenz *et al.* se focalisent sur l'utilisation du composant pour de la modulation d'intensité. Ils présentent trois diagrammes de l'œil ouvert à 56 Gbit/s en OOK et à 28 Gbaud/s en 4-PAM et 8-PAM.

5. Nous verrons plus tard qu'il est en fait d'environ 130 nm, ce qui est préférable pour les performances du composant.

5.5 Réalisation des composants

5.5.1 Les procédés de salle blanche

Nous présentons ici les grandes étapes de fabrication d'un composant en semi-conducteur qui sont utilisées à plusieurs reprises. Nous présentons donc les étapes de lithographie, puis les techniques de dépôt et de gravure de matériaux.

La lithographie optique

La lithographie optique est une méthode employée pour définir les motifs qui seront nécessaires à la fabrication d'un composant. C'est une étape majeure de la fabrication et permet de définir les zones où il faut enlever du matériau, implanter, mettre des métaux...

Le principe repose sur l'utilisation d'une résine photo-sensible qui est étalée à la surface de la plaque. Les motifs spécifiques à la fabrication sont transférés grâce à un masque, constitué de zones transparentes et opaques. Le masque est aligné par rapport aux structures précédemment fabriquées et est mis en contact à la surface de la plaque enduite de résine⁶. L'ensemble est ensuite insolé par une lumière UV qui atteint la surface de la plaque uniquement dans les zones transparentes du masque. La résine exposée à la lumière voit ses propriétés structurales modifiées et peut être dissoute dans une solution de développement. Cette étape de photolithographie est donc un préalable à une autre étape technologique comme un dépôt, une gravure ou une implantation qui va pouvoir être localisée. Le schéma d'un procédé de gravure précédé d'une étape de lithographie optique est présenté en figure 5.11.

La lithographie optique a une résolution d'environ $0,2 \mu\text{m}$ et une précision d'alignement d'environ $0,5 \mu\text{m}$.

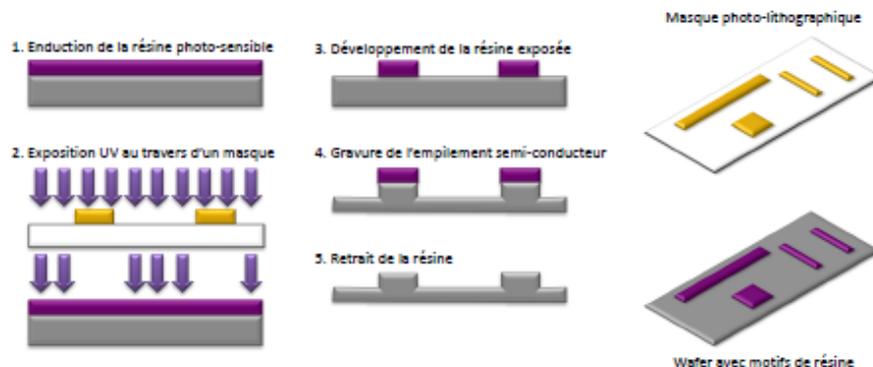


FIGURE 5.11 – Principe de la lithographie associé à la gravure d'un matériau.

6. Ceci est valable pour la lithographie de contact. Il existe d'autres techniques de lithographie comme la lithographie par projection où le masque n'est pas en contact avec la surface.

5.5.1.1 La lithographie électronique

Pour écrire des motifs plus petits comme ceux du réseau de Bragg, la lithographie électronique (écriture e-beam) permet d'atteindre une précision d'une dizaine de nanomètres. Cela consiste à écrire les motifs à partir d'un faisceau d'électrons. Comme il est nécessaire que le faisceau balaye l'ensemble de la plaque, les temps d'écriture sont assez long (quelques heures voire dizaine d'heures quand la lithographie par contact nécessite quelques secondes).

5.5.1.2 Les procédés de dépôt de matériaux

Lors de la fabrication de composant, plusieurs étapes de dépôt de matériaux sont nécessaires sur la plaque. Il existe plusieurs procédés selon le type et les propriétés de matériaux voulues. Nous pouvons lister les grandes familles de la manière suivante :

- le dépôt physique en phase vapeur (PVD pour *physical vapor deposition*) est un type de dépôt qui va faire appel des procédés physiques uniquement comme l'évaporation sous vide ou la pulvérisation par bombardement plasma. Ce type de dépôt est principalement utilisé dans notre cadre, pour les dépôts métalliques.
- le dépôt chimique en phase vapeur (CVD pour *chemical vapor deposition*) au contraire met en jeu des réactions chimiques. Cette technique est fondée sur le mélange de précurseurs contenant les espèces à déposer. Ils vont réagir chimiquement et se décomposer à la surface de la plaque pour produire le matériau désiré. Les équipements de PECVD (*plasma enhanced chemical vapor deposition*) sont plus couramment utilisés pour le dépôt de couches minces où un plasma assiste le dépôt. Le plasma est formé à partir d'une décharge de courant dans un gaz à basse pression. C'est ce type de procédé qui est utilisé pour le dépôt de nos diélectriques. Enfin on peut ajouter l'épitaxie, dont nous avons déjà beaucoup parlé précédemment, comme exemple de technique de dépôt CVD qui est utilisée lors de la fabrication de composant.

5.5.1.3 Les procédés de gravure de matériaux

Le retrait de matériaux est une part importante de la fabrication de composant. Généralement les gravures réalisées sont sélectives. Une partie de la plaque est protégée par un masque qui peut être fait de résine, de diélectrique ou de métal, et qui va résister au procédé de gravure. Les techniques de gravure se divisent en deux catégories, les gravures sèches et les gravures humides.

- La gravure sèche de matériaux est réalisée à partir d'un plasma et peut utiliser à la fois des phénomènes physiques et/ou chimiques. La gravure sèche a une composante physique lorsque les ions du plasma viennent bombarder la surface de la plaque et retirent de la matière dans une zone non protégée. La composante chimique repose sur la réaction chimique d'espèces issues du plasma qui va produire des composés volatils qui sont évacués de la surface de la plaque.

La sélectivité de gravure, qui représente le rapport entre la vitesse de gravure du matériau et la vitesse de gravure de la couche de protection, est limitée dans le cas d'une gravure sèche. Cependant il est possible d'obtenir des profils de gravure verticaux bien définis, on parle de gravure anisotrope. Dans le cas d'une gravure plus chimique, la sélectivité est meilleure mais la gravure latérale est plus importante. La difficulté de ce type de gravure réside donc dans le dosage de ces deux effets afin d'avoir une gravure assez verticale et sélective.

Il existe de nombreux équipements et méthode de gravures sèches utilisées dans l'industrie des semi-conducteurs qui vont dépendre du matériau à graver et du profil voulu. Nous avons déjà parlé de la FIB (*focused ion beam*) au chapitre 4. Nous utilisons aussi couramment les gravures RIE (*reactive ion etching*) et ICP (*inductively coupled plasma*). Pour plus d'informations sur ces techniques l'ouvrage [185] est intéressant.

La gravure sèche est un procédé qui permet un contrôle précis de la profondeur et du profil de gravure. Elle permet de définir des profils sub-microniques ayant des flancs verticaux et elle est reproductible. Cependant ces techniques ont quelques inconvénients. En effet le bombardement de la surface du semi-conducteur dégrade la morphologie et modifie l'état de surface, ce qui peut provoquer des modifications des propriétés électriques et optiques. Ensuite les matériaux gravés ont tendance à se redéposer sous différentes formes qui peuvent parfois être difficile à retirer. Nous en avons déjà parlé pour l'état de surface de la plaque avant l'épitaxie sélective dans le cas d'une gravure sèche.

- La gravure humide est une technique différente où on immerge la plaque dans une solution de produits chimiques liquides. Selon la nature de solution, il est possible de graver sélectivement différents types de matériaux. L'état de surface est meilleur que dans le cas du gravure sèche. Par contre le contrôle de la gravure est plus difficile car une solution évolue dans le temps ou et évolue selon les conditions de l'environnement (température, pression). Ensuite les vitesses de gravure sont souvent bien plus importantes que dans le cas d'une gravure sèche. Enfin, la gravure humide est isotrope, c'est-à-dire que la gravure se fait dans toutes les directions, ce qui engendre une gravure latérale sous le masque de protection. On parle de sous-gravure. Une autre inconvénient de cette technique est la génération d'une grande quantité de déchets de liquide.
- Le polissage est aussi une technique que nous utilisons pour amincir les plaques en fin de fabrication. Il peut être mécanique et/ou chimique.

5.5.2 Les étapes technologiques

Nous présentons maintenant les étapes de fabrication dans l'enchaînement dans lequel elle sont été effectuées pour réaliser un composant.

1. L'épitaxie "épi-zéro"

La première étape d'épitaxie est l'étape d'"épi-zéro" qui consiste à faire croître sur un substrat commercial d'InP dopé n une couche tampon d'InP dopé n d'environ $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur. L'idée est de commencer les procédés de fabrication sur une couche de matériau dont les propriétés sont maîtrisées.

2. La définition des masques diélectriques pour l'épitaxie sélective

C'est l'étape qui différencie la fabrication d'un composant fabriqué par épitaxie sélective. Le procédé a été expliqué précédemment. Le dépôt d'une couche diélectrique de silice est effectuée par PECVD. Une étape de lithographie optique puis de gravure BOE est effectuée afin de définir les motifs de diélectrique nécessaires à la croissance SAG.

3. L'épitaxie sélective

couche	composition	épaisseur (nm)	dopage
gaine	InP	20	$p = 1 \times 10^{18}$ (Zn)
réseau	InGaAsP 1,12 μm	40	$p = 1 \times 10^{18}$ (Zn)
spacer	InP	130	$p = 1 \times 10^{18}$ (Zn)
SCH	$\text{Al}_{0.375}\text{Ga}_{0.085}\text{In}_{0.510}\text{As}$	12	nid
barrière	$\text{Al}_{0.256}\text{Ga}_{0.324}\text{In}_{0.420}\text{As}$	4,1	nid
puits	$\text{Al}_{0.193}\text{Ga}_{0.167}\text{In}_{0.640}\text{As}$	3,4 (x13)	nid
barrière	$\text{Al}_{0.256}\text{Ga}_{0.324}\text{In}_{0.420}\text{As}$	4,1 (x13)	nid
SCH	$\text{Al}_{0.375}\text{Ga}_{0.085}\text{In}_{0.510}\text{As}$	35	nid
buffer	InP	120	$n = 1 \times 10^{18}$ (Si)
substrat	InP		

TABLE 5.4 – Empilement de la structure de référence.

L'épitaxie sur substrat masqué est réalisée. La structure B3 est la structure visée et les mesures par μ -diffraction ont permis de raffiner la structure de référence (celle épitaxiée sur un substrat sans masque). La structure à épitaxier pour obtenir la structure B3 en zone SAG est présentée dans le tableau 5.4. Les compositions et épaisseurs ont été obtenus en utilisant la modélisation VPD, ainsi que les mesures présentées au chapitre 4. En ce qui concerne, les couches comme le spacer ou le quaternaire réseau, des mesures de profilomètre et de micro-photoluminescence ont été nécessaires afin de calibrer les épaisseurs et les compositions en faisant quelques hypothèses sur les contraintes⁷. Par exemple les mesures de micro-photoluminescence ont donné une longueur d'onde d'émission de 1285 nm dans la zone active entre les masques et de 1155 nm dans la zone passive.

7. Des mesures de diffraction sans μ -source ont aussi été tentées en masquant une partie du substrat. Les résultats ont parfois permis de mesurer la contrainte de la couche mais la manœuvre pour masquer le substrat étant très délicate, elle est peu reproductible.

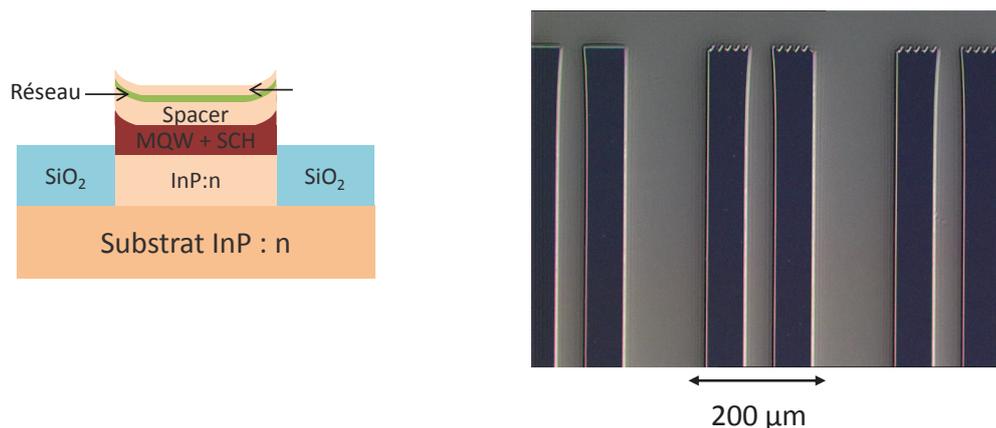


FIGURE 5.12 – Schéma et image par microscopie optique de l'étape d'épitaxie sélective.

Après l'épitaxie sélective, le masque de diélectrique est retiré de la surface de la plaque par une gravure chimique à l'acide fluorhydrique (HF).

4. Écriture du réseau par e-beam

L'étape suivante est l'écriture des réseaux de Bragg par lithographie électronique. Afin que l'équipement puisse se repérer, il est nécessaire de disposer de motifs spécifiques, qui sont des carrés de petites tailles. Ils doivent posséder un contraste suffisant afin que l'équipement puisse les détecter et puisse aligner sa lithographie au centre des zones SAG. Pour les écrire sur la plaque une étape de lithographie optique est utilisée et les carrés sont transférés dans le matériau semi-conducteur par une gravure ICP au chlore gazeux (Cl_2).

Une fois que les carrés sont gravés, le réseau de Bragg peut être réalisé par lithographie électronique. Une couche de diélectrique SiO_2 , puis une couche de résine polymère sont déposées. Le faisceau d'électron va écrire dans la résine les différents réseaux DFB. Puis une gravure RIE transfère les motifs dans le diélectrique. Ensuite la résine restante est enlevée et une gravure ICP transfère les motifs dans le quaternaire réseau. Un contrôle de la topographie, grâce à un microscope à force atomique (AFM), est effectué afin de vérifier les dimensions des motifs du réseau écrits.

5. Reprise réseau

Suite à la gravure du matériau, une étape de restauration est effectuée. Cela consiste à immerger la plaque dans plusieurs solutions de produits chimiques afin de les préparer à une étape de reprise d'épitaxie. Ensuite l'étape de reprise permet de "boucher les trous" réalisés dans la couche réseau et d'enterrer le réseau avec de l'InP. L'empilement est présenté 5.5.

matériau	épaisseur (nm)	dopage
InP	280	$p = 1 \times 10^{18}$ (Zn)
InP	20	nid

TABLE 5.5 – Empilement épitaxié lors de la reprise réseau.

6. Définition du ruban

Pour définir le ruban, un dépôt de diélectrique est effectué. Pour avoir un guidage optique monomode dans les composants, un ruban d'une largeur de $1,3 \mu\text{m}$ est défini par photolithographie optique et est gravé dans le diélectrique par gravure RIE. Le ruban est ensuite transféré dans le matériau par une gravure ICP au chlore. La profondeur de gravure est de $3 \mu\text{m}$, afin de limiter au maximum la capacité de la jonction. Il était important au préalable de l'étape de gravure du ruban d'avoir déposer une épaisseur suffisante de diélectrique. En effet il est important qu'une épaisseur, d'au moins une centaine de nanomètres, reste après la gravure du ruban pour la suite du procédé de fabrication.

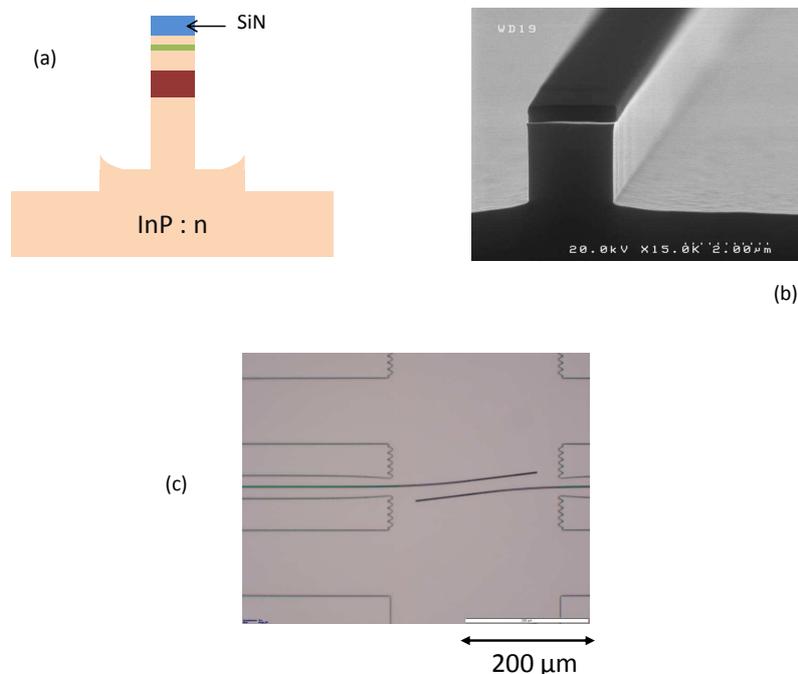


FIGURE 5.13 – Schéma (a), image MEB (b) et image par microscopie optique (c) de l'étape de définition du ruban.

7. Séparation des zones actives et passives

Cette étape est importante pour l'étape de reprise d'épitaxie qui va suivre. En effet elle va permettre de définir la zone active et la zone passive. Dans une zone active, où il y a injection de courant il est nécessaire qu'une zone d'InP dopé fortement p soit située au-dessus de la zone active pour faire le contact comme c'est le cas dans la figure 5.4 (gauche). Dans le cas d'une structure passive, une zone fortement dopé p est source de

pertes optiques. Lors de la reprise SIBH il est donc préférable que l'InP semi-isolant, qui n'est pas une source de pertes optiques, recouvre la zone passive. Dans notre cas cela concerne les zones de taper SAG. Une étape de lithographie et de gravure RIE permet de retirer le diélectrique sur le taper.

8. Reprise SIBH et reprise p

type de couche	matériau	épaisseur (nm)	dopage
couche bloquante	InP	600	(Ru)
couche semi-isolante	InP	2500	(Fe)

TABLE 5.6 – Empilement épitaxié lors de la reprise SIBH.

La reprise SIBH est l'étape de reprise dont nous avons parlé précédemment. L'empilement est présenté dans le tableau 5.6. Suite à la reprise, la morphologie et les profils présentés sur la figure 5.14 sont obtenus.

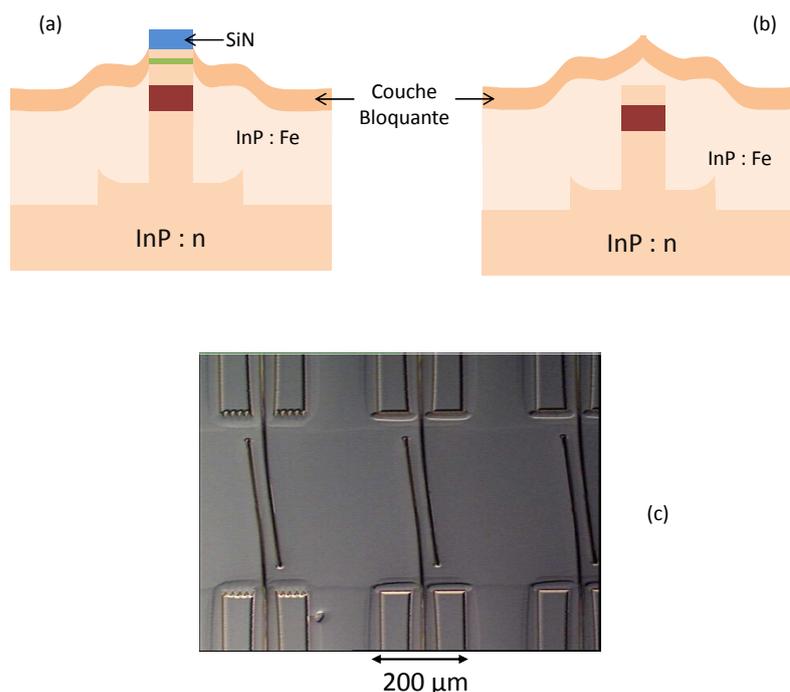


FIGURE 5.14 – Schéma en coupe de la reprise SIBH dans le cas d'une zone active (a) et passive (b). Image au microscope optique d'une reprise SIBH (c).

Suite à cette première recroissance, le masque de diélectrique qui protège le ruban actif est gravé dans un bain de HF. La deuxième reprise d'épitaxie peut avoir lieu pour faire croître le contact *p*. Cette reprise consiste en une forte épaisseur d'InP puis par une couche d'InGaAs fortement dopées *p*. L'empilement de cette seconde reprise est présentée dans le tableau 5.7.

matériau	épaisseur (nm)	dopage
InGaAs	300	$p = 2 \times 10^{19}$ (Zn)
InP	2450	$p = 2 \times 10^{18}$ (Zn)
InP	20	nid

TABLE 5.7 – Empilement épitaxié lors de la reprise p .

9. Contact métallique p

Le contact p , qui sert à l'injection de courant dans le laser et à la polarisation du modulateur, est finalisé par l'étape de métallisation. Un procédé de lift-off est utilisé. Tout d'abord une lithographie optique est réalisée où les ouvertures dans la résine sont situées où le métal sera déposé. Ensuite nous déposons par pulvérisation à doubles faisceaux ioniques (DIBS) une couche de platine et une couche d'or sur la plaque. En immergeant la plaque dans un bain d'acétone, la résine se dissout et entraîne le métal qui est déposé dessus, avec elle. Le métal restant dans les zones non masquées permet de définir les plots métalliques du contact p .

Un recuit thermique rapide à 420 °C permet de faire diffuser une partie de la couche de platine dans le semi-conducteur afin de réaliser un contact ohmique à faible résistance.

10. L'implantation protonique

Après la métallisation de la plaque, il est nécessaire d'isoler électriquement les différentes électrodes du composant. Cette étape est permise par l'utilisation d'un implanteur ionique, d'ions H^+ , qui vont être bombardés sur la plaque. Les zones de contacts électriques sont protégées par des motifs de résine épaisse déposée par lithographie optique préalable. L'implantation permet aussi de limiter la fuite des porteurs vers les flancs.

11. Séparation des électrodes

Après le retrait de la résine d'implantation, une étape de gravure chimique est effectuée pour retirer la couche d'InGaAs dopé p en dehors des contacts métalliques à partir d'une lithographie.

12. Gravure des mésas

La gravure des mésas se déroule comme une étape de gravure de ruban. Un diélectrique est déposé à la surface de la plaque, puis une lithographie optique suivie d'une gravure RIE du diélectrique est réalisée. Des caissons sont gravés par ICP dans le semi-conducteur autour des composants sur une profondeur de 6 μm . Cette étape permet de réduire la capacité de la jonction. En effet l'empilement InP (p) / InP (semi-isolant) / InP (n) crée

une capacité qui dépend de la surface contactée et qui va augmenter la capacité de la jonction, ce qui est critique pour l'EAM. La figure 5.15 présente cette étape.

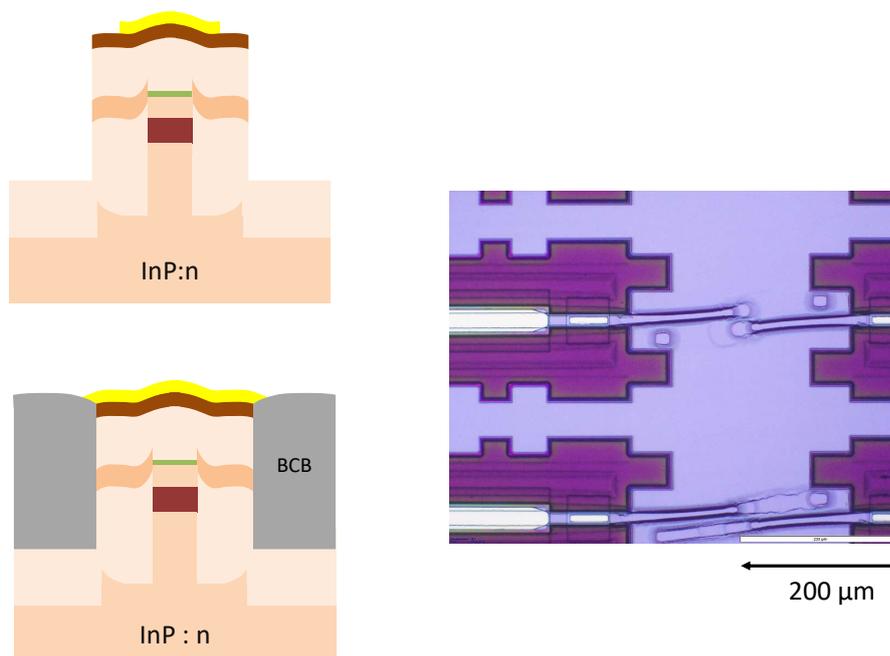


FIGURE 5.15 – Schémas en coupe de l'étape de gravure des mésas et de remplissage des caissons par du BCB (gauche) et image au microscope optique de la plaque après la planarisation du BCB (droite).

13. Remplissage des caissons et planarisation

Les caissons sont ensuite remplis par du BCB (bisbenzocyclobutène). Ce matériau qui est résistant thermiquement et mécaniquement va servir de support aux plots métalliques. De plus il induit une faible capacité. Il est enduit sur toute la plaque puis ouvert sur les contacts métalliques par une étape de lithographie puis de gravure RIE. Il est ensuite planarisé.

14. Recharge métallique

Une fois l'étape de BCB terminée, un plot métallique que l'on appelle recharge est déposé. Ce plot supplémentaire est nécessaire pour obtenir un bon contact hyperfréquence. Il est composé de deux couches : 50 nm de titane, et de 500 nm d'or. Pour l'EAM, le plot de contact doit être assez petit pour limiter la capacité parasite mais suffisamment grand pour souder les fils de connexion lors du montage. La figure 5.16 présente cette étape.

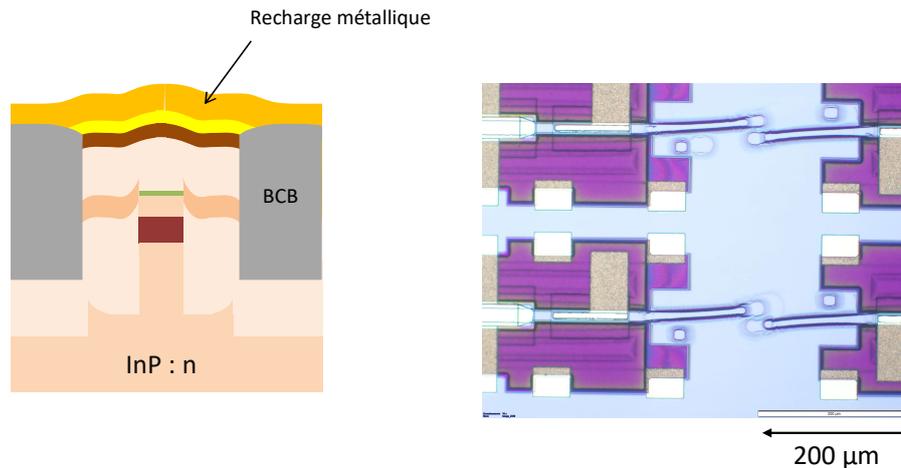


FIGURE 5.16 – Schéma en coupe (gauche) et image au microscope optique (droite) de l'étape de recharge métallique.

15. Amincissement de la plaque et métallisation n

Les deux dernières étapes du procédé de fabrication sont l'amincissement de la plaque et le dépôt du contact métallique n en face arrière. L'amincissement est une étape critique qui est réalisée avec un polissage chimique et mécanique. Auparavant au III-V il était réalisé par une gravure chimique bromée combiné à un polissage mécanique. Maintenant il est réalisé entièrement par polissage mécanique. Un amincissement grossier à base d'une poudre de grains d'une vingtaine de microns permet de diminuer l'épaisseur du wafer de $500\ \mu\text{m}$ à environ $150\ \mu\text{m}$. Puis un amincissement avec des grains de quelques microns de diamètre diminue encore l'épaisseur de $20\ \mu\text{m}$. Enfin un dernier polissage optique est réalisé avec une solution contenant des grains d'un diamètre inférieur au micron permettant de finir l'amincissement. Cette étape est nécessaire pour la bonne découpe des plaques. Ensuite un dépôt de métal est réalisé par pulvérisation DIBS, ce qui marque la fin du processus de fabrication.

La fabrication de composants de type DML et EML est un processus long et compliqué. La fabrication du premier "run" de composants a pris environ 9 mois. Il a été réalisé sans épitaxie sélective afin d'éviter d'augmenter les incertitudes sur les épaisseurs. Ce long temps de fabrication est principalement dû à certains choix technologiques et à la priorité de certains projets sur le notre. Cela a permis de régler certains problèmes et de confirmer des informations sur les indices des matériaux à $1,3\ \mu\text{m}$. Cependant à cause de certaines étapes technologiques qui n'étaient pas maîtrisées à ce moment, les performances des composants n'ont pas été à la hauteur des attentes. Un second "run" de composants avec de l'épitaxie sélective a été lancé dont la fabrication a pris un an. Le retard est principalement dû au déménagement du III-V lab qui a fortement impacté la reprise du travail en salle blanche. Pour ne pas prendre trop de retard, le second "run" a été lancé

avant que le premier soit complètement terminé. Les résultats des composants sont donc arrivés tardivement. Un bon aperçu du potentiel des composants est présenté par la suite.

5.6 Performances

Cette section présente les résultats de lasers modulés directement (DML) et ceux des lasers à modulation externe (EML), réalisés par épitaxie sélective en matériau AlGaInAs enterré en SIBH. Tout d'abord nous parlerons des performances DML puis de celles de l'EML.

5.6.1 Le laser à modulation directe

5.6.1.1 Le comportement statique

Lors de la conception des composants, nous avons codé plusieurs pas de réseau à cause de l'incertitude sur l'indice effectif et sur les épaisseurs des couches réseau et spacer. Le tableau 5.8 compare les longueurs d'onde mesurées aux longueurs d'onde obtenues pour la conception du réseau de Bragg où le κL est le plus élevé.

longueur d'onde visée (nm)	longueur d'onde obtenue (nm)
1300	1310
1308	1316
1315	1323
1322	1330
1329	1334

TABLE 5.8 – Tableau récapitulatif des longueurs d'onde Bragg visées et mesurées pour le cas du produit κL "fort".

Il y a une différence importante entre la longueur d'onde visée et celle obtenue. Pour le cas du produit κL "fort", l'indice effectif obtenu par simulation à partir d'Alcor était de 3,225. Il semblerait qu'il soit plutôt autour de 3,231.

Deux exemples de composants DML sont présentés par la suite :

- un DML issu de la conception où le produit κL est "fort" et dont la cavité a été clivée à une longueur de 250 μm ,
- un DML issu de la conception où le produit κL est "faible" et dont la cavité a été clivée à une longueur de 190 μm .

Les composants ont reçu un traitement à haute réflectivité sur une facette de la cavité et un traitement anti-réflectivité sur l'autre facette pour assurer un maximum de puissance en sortie.

La figure 5.17 présente un exemple de spectre optique du signal émis par un laser. Elle présente aussi la courbe de puissance optique en fonction du courant. L'émission laser a un comportement monomode avec une suppression du mode secondaire (SMSR pour *single-mode suppression ratio*) de 41 dB. Dans ce cas, la longueur d'onde est décalée positivement par rapport au pic de gain laser, ce qui en fait un composant intéressant

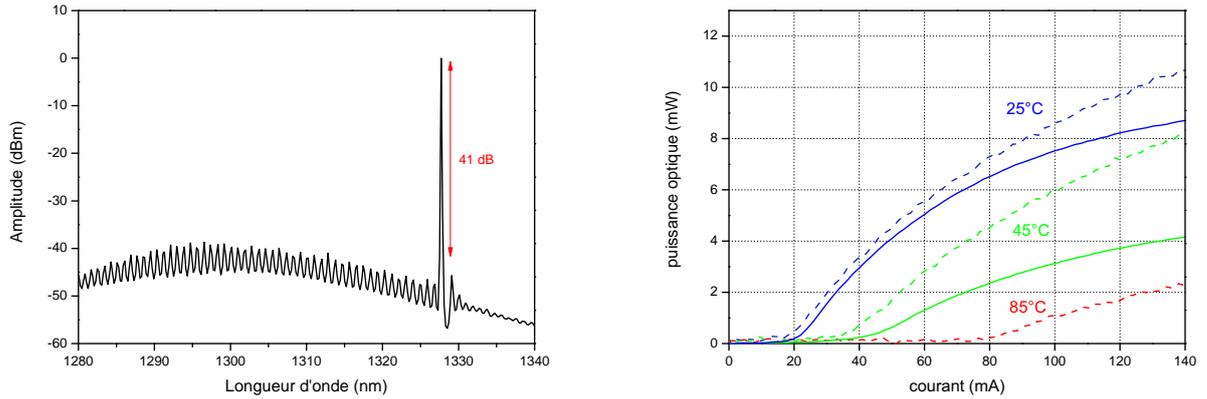


FIGURE 5.17 – Spectre optique de composant DML pour un produit κL "fort" à 80 mA à 25 ° C (gauche) et mesure de la puissance optique en fonction du courant injecté en mode continu et impulsionnel pour différentes températures (droite).

pour travailler à des températures plus élevées. Ensuite la mesure présentée est une mesure utilisant une photo-diode large qui permet de capter l'ensemble de la lumière émise par la facette du laser. Les mesures de puissance présentée ont été réalisées en mode continu et impulsionnel pour différentes températures. Le seuil du laser est de 19 mA à 25 ° C, de 37 mA à 45 ° C et 80 mA à 85 ° C. Le courant de seuil est un peu plus élevé qu'attendu et varie peu selon la longueur de la cavité du laser. Enfin on remarque un écart important entre la mesure en mode continu et la mesure en mode impulsionnel qui est du à des fuites thermiques. En effet le montage de composant aussi court n'est pas encore optimisé.

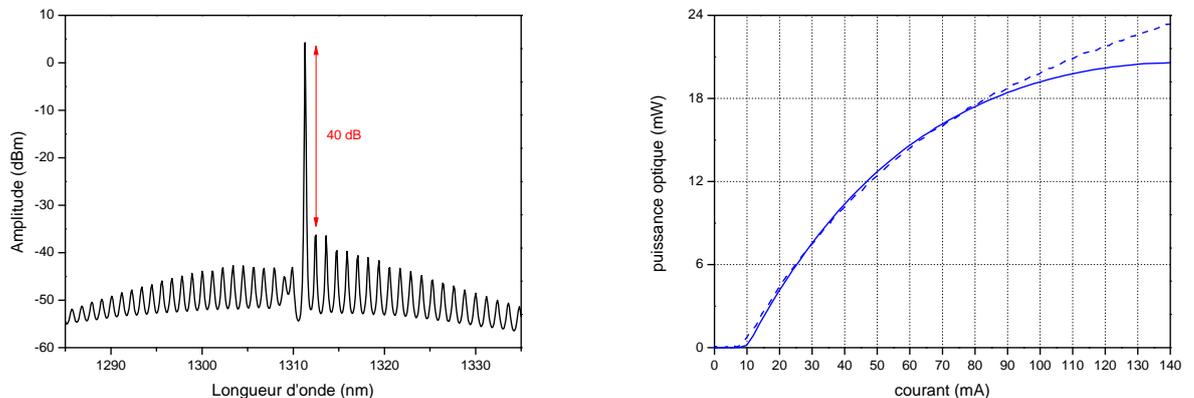


FIGURE 5.18 – Spectre optique de composant DML pour un produit κL "faible" à 80 mA (gauche) et mesure de la puissance optique en fonction du courant injecté en mode continu et impulsionnel (droite) à 25 ° C. Les traits continus représentent la mesure en injection continu et les traits pointillés en injection impulsionnelle.

La figure 5.18 présente une mesure de spectre optique ainsi qu'une mesure de puissance optique d'un composant DML issu de la conception où le produit κL est plus faible. Tout d'abord le composant présente un SMSR de 40 dB à 80 mA. Par contre on remarque que les oscillations de la cavité Fabry-Pérot sont importantes. Le traitement anti-reflet

(AR) n'a pas l'effet escompté. En effet les traitements de facettes de composants de cette dimension n'est pas encore optimisé. Ensuite on observe un courant de seuil à 25 ° C de 10 mA. De plus on remarque que l'écart entre le mode continu et le mode impulsionnel est faible. Enfin le composant présente une excellente puissance de sortie de 20 mW.

Sur les deux types de conception de réseau de Bragg, présentés dans le tableau 5.1, nous avons pu observer des différences de comportement. Pour un produit κL fort, nous avons observé que les composants étaient bi-modes pour une longueur de cavité supérieure à 450 μm . Cette limitation n'a pas été observée pour des composants dont le produit κL était plus faible⁸. Pour des longueurs de cavité équivalentes, les composants avec une force de réseau de Bragg plus faible présentent plus de puissance, comme attendu.

5.6.1.2 La réponse dynamique

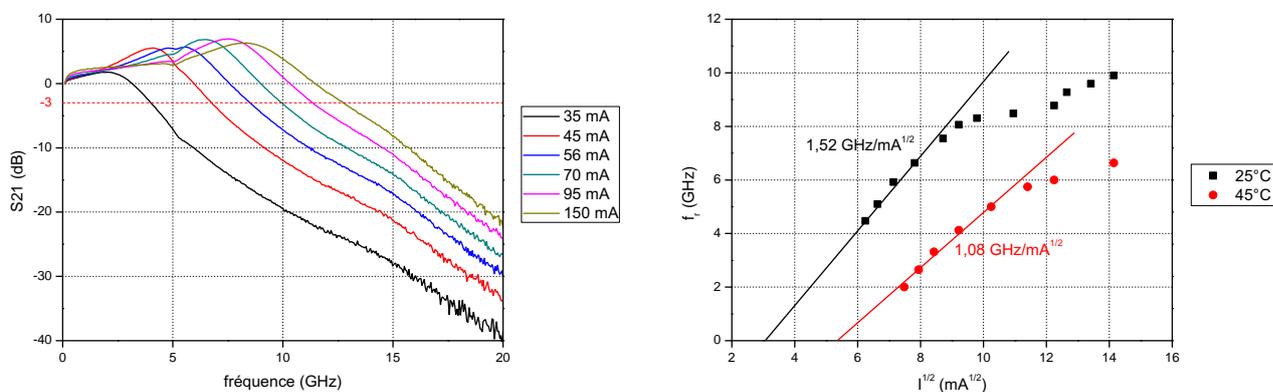


FIGURE 5.19 – Mesure de la bande passante pour différents courants de polarisation du laser (gauche) et dépendance de la fréquence de résonance en fonction de la racine du courant à 25 ° C et 45 ° C (droite) pour le composant DML de 250 μm .

La réponse électro-optique des DML a été décrite précédemment. Elle a été mesurée en régime petit signal pour différents courants de polarisation du laser. La figure 5.19 présente la bande passante d'un laser de 250 μm à 25 ° C et à 45 ° C. Cela permet d'extraire la fréquence de résonance du laser et le coefficient d'amortissement Γ_d . Ce dernier nous permet d'obtenir le facteur K . La bande passante obtenue à -3 dB est 12,5 GHz pour un courant de 150 mA à 25 ° C et de 10 GHz à 200 mA à 45 ° C.

La figure 5.19 présente aussi la fréquence de résonance du laser en fonction de la racine du courant injecté dans le laser à 25 ° C et à 45 ° C. A 25 ° C, la valeur de f_r est proportionnelle à la racine du courant jusqu'à 100 mA. A 45 ° C, cela monte à 120 mA. En effet le détuning positif de cette structure améliore ce comportement avec la température grâce au déplacement du maximum de gain vers les longueurs d'onde plus hautes. Idéalement, ces courbes devraient être linéaires mais on observe une saturation de

8. Des composants monomodes de 550 μm ont été mesurés.

f_r qui résulte de la saturation de la puissance à cause des fuites thermiques du composant. Les pentes sont 1,52 GHz/mA^{1/2} à 25 ° C et de 1,08 GHz/mA^{1/2} à 45 ° C.

Nous avons aussi extrait les facteurs d'amortissement Γ_d des bandes passantes à 25 ° C et 45 ° C. La figure 5.20 présente la dépendance du facteur d'amortissement en fonction de f_r^2 pour les deux températures. Ces courbes permettent d'extraire le facteur K et l'offset d'amortissement $1/\tau_c$ en utilisant les formules 5.14, 5.16, 5.15 et 5.17. τ_c représente le temps de vie des porteurs.

On peut déterminer que le facteur K est de 0,16 ns à 25 ° C et de 0,32 ns à 45 ° C. Puis on trouve que $1/\tau_c$ vaut 1,52 GHz à 25 ° C et 11,04 GHz à 45 ° C. Par exemple le facteur K peut être utilisée pour déterminer une valeur de la fréquence de résonance maximale du laser à partir de la formule [170] :

$$f_{rmax} = \frac{2\pi\sqrt{2}}{K}, \quad (5.26)$$

ce qui nous donne un f_{rmax} de 55 GHz à 25 ° C et de 28 GHz à 45 ° C. De plus les valeurs de $1/\tau_c$ sont cohérentes. On voit que les porteurs fuient lorsqu'on augmente la température.

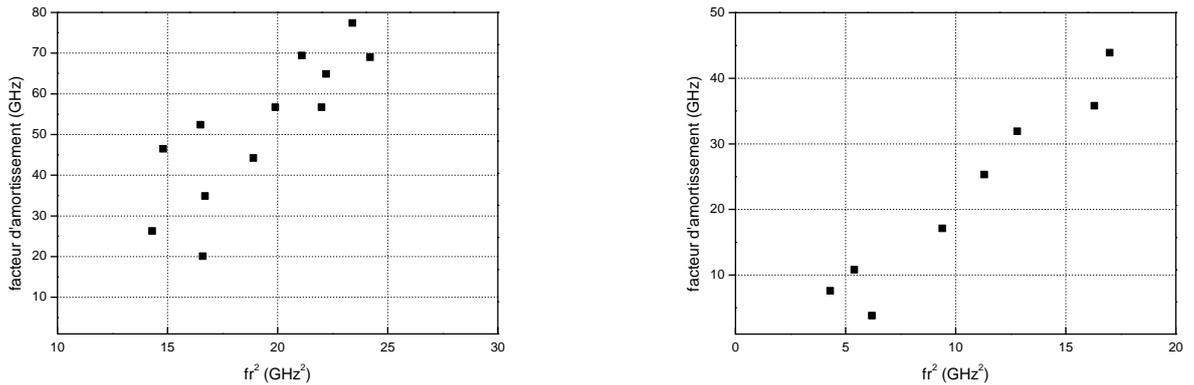


FIGURE 5.20 – Dépendance de l'amortissement en fonction du carré de la fréquence de résonance à 25 ° C (gauche) et à 45 ° C (droite).

Enfin le facteur de Henry a été mesuré (figure 5.21) à partir de la méthode AM/FM [186]. Elle consiste en une modulation à haute fréquence du laser ce qui va générer de la modulation d'amplitude (AM) et de longueur d'onde ou de fréquence optique (FM). Le rapport de FM sur AM donne une mesure directe du facteur de Henry α_H . Les valeurs obtenues sont situées entre 1 et 5 à 25 ° C saturent au-dessus de 5 à 45 ° C. Le comportement à 45 ° C devrait être meilleur mais il semble que l'émission spontanée soit importante et augmente le chirp.

Ensuite des mesures dynamiques ont aussi été réalisées sur le composant de 190 μm . La figure 5.22 présente la réponse en régime petit signal du composant pour différents courants de polarisation du laser à 25 ° C ainsi que la fréquence de résonance du composant en fonction de la racine du courant injecté pour différentes températures. Une bande passante à -3 dB de 17 GHz a été mesurée à 25 ° C. Ensuite en ce qui concerne la courbe

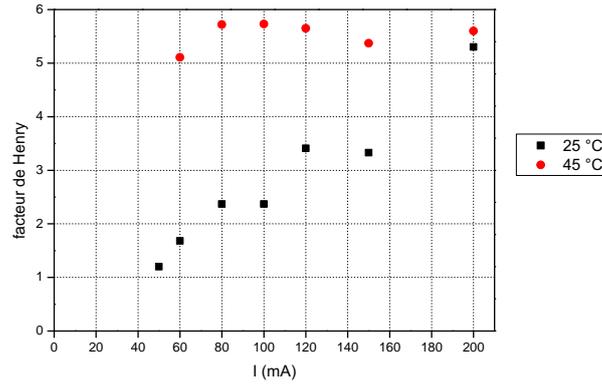


FIGURE 5.21 – Paramètre de chirp à 25 ° C et 45 ° C.

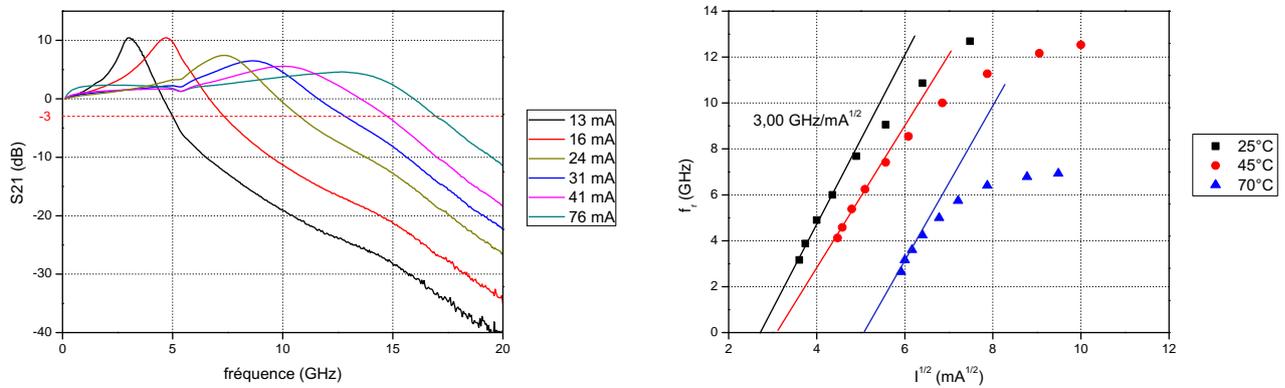


FIGURE 5.22 – Mesure de la bande passante pour différents courants de polarisation du laser (gauche) et dépendance de la fréquence de résonance en fonction de la racine du courant à 25 ° C, 45 ° C et 70 ° C (droite) pour le composant DML de 190 μm .

de la fréquence de résonance en fonction de la racine du courant, on observe une pente de 3,00 GHz/mA^{1/2}. L'étude du facteur K , de la fréquence de résonance maximale et du chirp a été réalisée et donne des résultats équivalents.

Ensuite des mesures de diagramme de l'œil ont été réalisées. Un diagramme de l'œil est le résultat d'une mesure qui permet d'évaluer la qualité d'un signal numérique. Un grand nombre de symboles binaires est envoyé au composant selon une fréquence d'horloge donnée. Le signal est obtenu par la superposition pendant un temps défini, des combinaisons possibles pour passer entre les différents niveaux logiques du signal. On parle de signal PRBS (*Pseudo-Random Binary Sequence*). Il permet d'évaluer différents critères de performance du signal modulé. L'ouverture de l'œil mesure le bruit ajouté au signal, la largeur du trait caractérise les interférences inter-symboles (ISI), la largeur de l'œil l'efficacité de synchronisation et la présence d'un décalage de la périodicité traduit un décalage de phase.

Nous avons aussi pu réaliser des mesures de taux d'erreur binaire (BER pour *bit error rate*) qui est le rapport du nombre de bits erronés sur le nombre de bits transmis. Ce

taux permet de juger quantitativement de la qualité de la transmission. En effet, à chaque réception d'un bit de donnée, le système doit choisir selon le niveau d'intensité, s'il s'agit d'un "0" ou d'un "1".

Un signal PRBS est appliqué au composant qui va générer une série de bits aléatoire. La série reçue est comparée à la celle émise et va donner le BER que l'on exprime en nombre d'erreur par bits transmis.

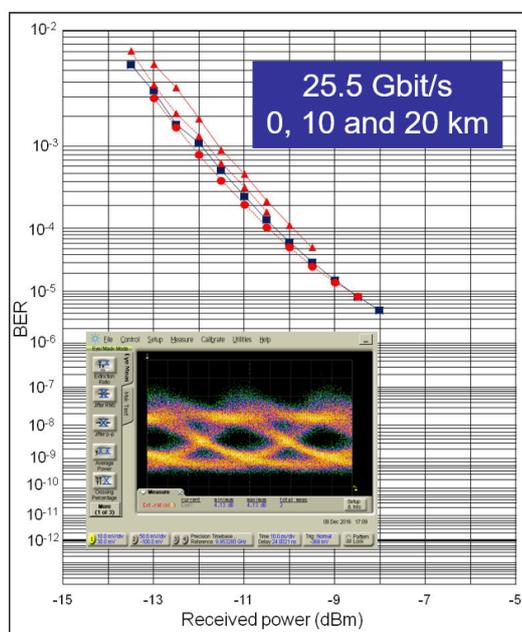


FIGURE 5.23 – Mesures de BER à 25,5 GBit/s en configuration *back to back*, avec 10 et 20 km de fibre à 25 ° C, avec une séquence PRBS de $2^{31} - 1$ bits, pour le DML de 190 μm . Un exemple de diagramme de l'œil, après 20 km de transmission, est présenté.

La figure 5.23 présente des mesures de BER en configuration *back to back*, avec et 10 et 20 km de fibre pour le DML. Le laser est polarisé à 60 mA. La puissance en début de fibre est de 8 dBm. On voit que l'influence de la distance de transmission n'a pas d'influence sur le BER. Ensuite on obtient une sensibilité sur le récepteur -13 dBm pour un BER de 10^{-3} , ce qui nous donne un budget optique de 21 dB. On observe un diagramme de l'œil ouvert, après transmission avec un taux d'extinction dynamique (DER, *dynamic extinction ratio*) de 4 dB.

Les performances de ce composant sont à l'état de l'art et l'amélioration des performances dynamiques est envisageable sur des composants plus courts dont la cavité optique ferait une longueur de l'ordre de 150 μm .

5.6.2 Le laser à modulation externe

Le laser à modulation externe, l'EML est l'objet principal de ce travail. Nous avons déjà expliqué l'intérêt du composant par rapport au chirp. La modulation externe de l'intensité du laser permet d'éviter les effets de la modulation de fréquence. De plus d'un point de vue dynamique, la configuration de l'EML est plus favorable. En effet pour un DML, la bande passante est limitée par la résonance électrons-photons ce qui n'est pas le cas de l'EML où l'élément limitant est la capacité de jonction. Ensuite le taux d'extinction dynamique (DER pour *dynamic extinction ratio*) d'un EML est plus important que celui du DML [160]. Les mesures présentées par la suite ont été réalisées avec les deux types de conception, c'est-à-dire le κL fort et faible. De plus nous avons différentes configurations d'EML possibles. En effet nous avons des modulateurs de 35, 50, 75 et 100 μm à disposition, ainsi que des configurations avec adaptateurs de mode droit ou tilté, ou sans adaptateur de mode.

5.6.2.1 Le comportement statique

La longueur d'onde maximum d'absorption a été observée à 1300 nm, c'est-à-dire 15 nm au-dessus de la longueur d'onde de photoluminescence. Les EML comme les DML ont un fonctionnement monomode avec des SMSR supérieurs à 40 dB.

Dans un premier temps, le comportement des EAM a été mesuré à partir de taux d'extinction statique. La figure 5.24 présente ces taux d'extinction pour les quatre longueurs de EAM différentes avec un laser dont le réseau de Bragg donne une émission à 1323 nm. On observe le taux d'extinction pour trois valeurs de courant de polarisation du laser. On voit que la chute du taux d'extinction se situe vers la même valeur pour les modulateurs de 100, 75 et 50 μm . Elle est un peu plus éloignée pour le modulateur de 35 μm .

longueur du modulateur (μm)	efficacité de modulation (dB/V)
100	-13,1
75	-11,4
50	-8,3
35	-7,9

TABLE 5.9 – Tableau récapitulatif de l'efficacité de modulation différentes longueurs d'EAM avec une résistance de charge de 50 Ω .

Le tableau 5.9 présente l'efficacité de modulation de EAM de différentes longueurs. Tout d'abord les valeurs sont élevées pour des composants de cette longueur. Ensuite on voit que l'efficacité de modulation diminue selon la longueur du composant. Par exemple le modulateur dont la longueur fait 100 μm présente une efficacité de modulation de -13,1 dB/V pour un courant de laser de 120 mA ce qui offre la possibilité de performances très intéressantes d'un point du vue système. Si on se réfère au tableau 5.3, on voit que les performances sont à l'état de l'art.

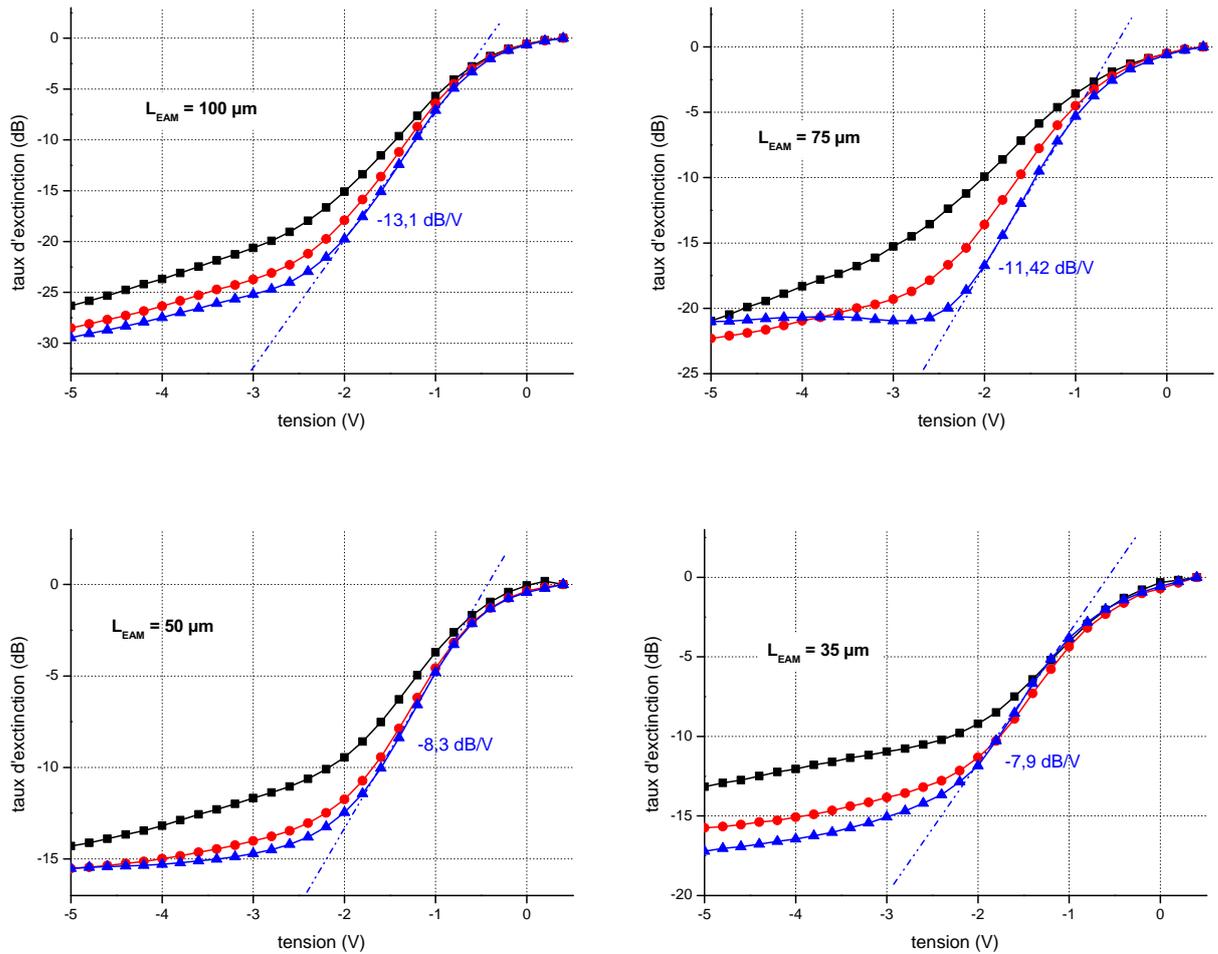


FIGURE 5.24 – Transmission en fonction de la tension appliquée pour différentes longueurs de EAM avec une résistance de charge de 50Ω pour une longueur d'onde du laser de 1323 nm . Les courbes sont présentées pour un courant d'injection du laser de 40 mA (noir), 80 mA (rouge) et 120 mA (bleu).

Ensuite, la conception du masque a permis l'utilisation d'adaptateur de mode pour les EML. Nous avons comparé les puissances fibrées obtenues. La figure 5.25 présente la comparaison de mesures de puissance optique en fonction du courant injecté dans le laser pour des composants équivalents avec et sans adaptateur de mode. En effet l'épitaxie sélective a permis de réaliser un adaptateur de mode passif et donc avec un minimum de pertes optiques. Il y a une différence de longueur d'onde d'émission de photoluminescence de 120 nm entre la zone active et la zone passive. Ensuite l'adaptateur de mode a été défini par lithographie optique en même temps que le ruban.

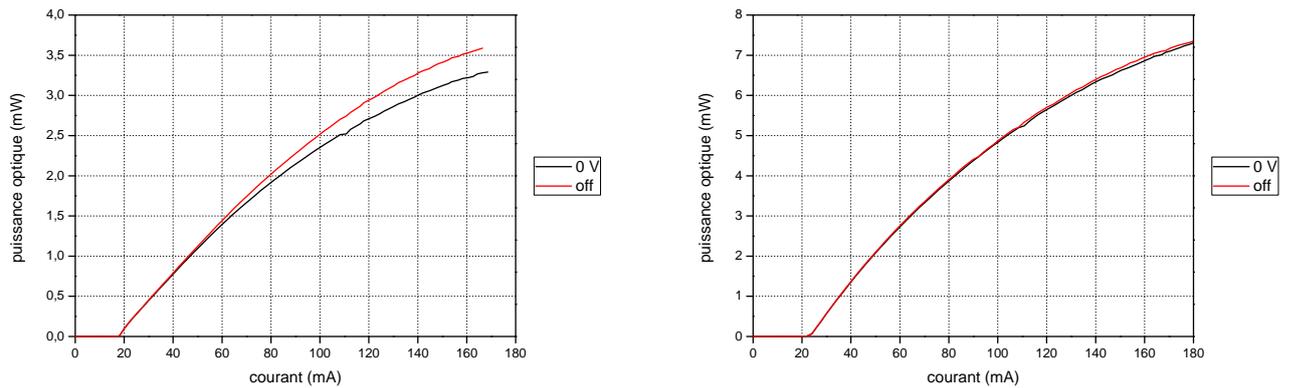


FIGURE 5.25 – Puissance optique couplée dans la fibre en fonction du courant injecté pour un EML sans (gauche) et avec (droite) adaptateur de mode. Les composants sont des EML dont le laser fait $400 \mu\text{m}$ et le modulateur $35 \mu\text{m}$.

On voit que la puissance est deux fois plus importante dans le composant avec l'adaptateur de mode. La figure 5.26 montre la mesure du profil d'intensité en champ lointain. Le faisceau issu de l'EML sans adaptateur de mode possède une divergence de $23,5^\circ \times 31,2^\circ$ alors l'ajout de l'adaptateur de mode permet de réduire la divergence du mode pour atteindre $9,40^\circ \times 15,2^\circ$.

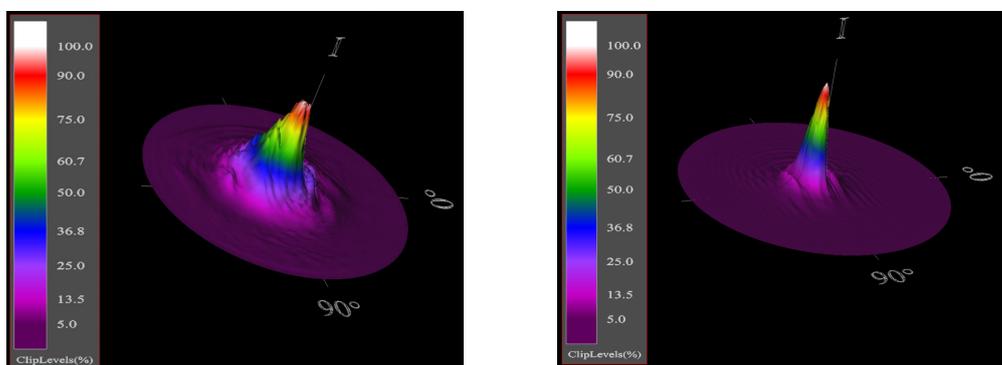


FIGURE 5.26 – Profil d'intensité en champ lointain sans (gauche) et avec adaptateur de mode SAG (droite).

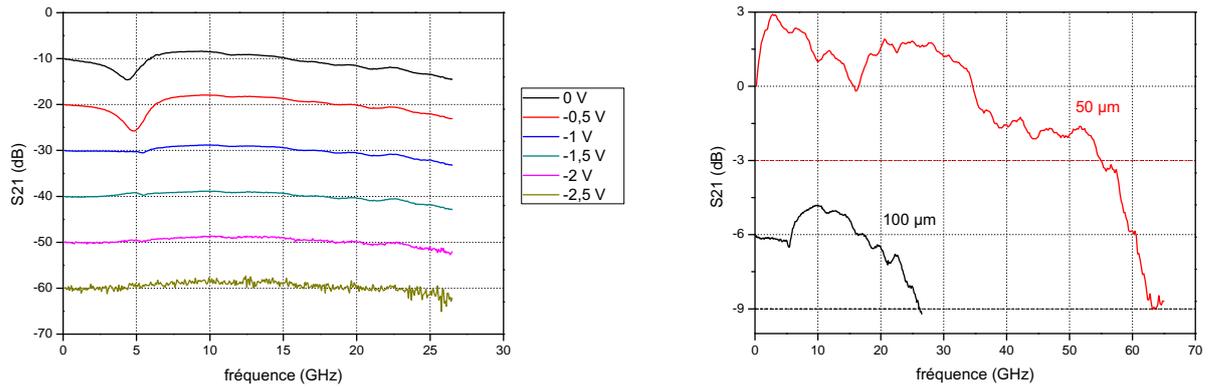


FIGURE 5.27 – Bande passante mesurée pour un EML dont l'EAM a une longueur de $100\ \mu\text{m}$ pour différentes tensions de polarisation de l'EAM (gauche) et comparatif de bandes passantes pour des EML dont de l'EAM fait 100 et $50\ \mu\text{m}$ (droite). L'EAM est polarisé à $-1\ \text{V}$.

5.6.2.2 Le comportement dynamique

La réponse électro-optique des EAM a été mesurée en régime petit signal pour différentes tensions de polarisation. La figure 5.27 présente les résultats obtenus pour un EML dont le modulateur fait $100\ \mu\text{m}$ de long (gauche), pour différentes tensions de polarisation de l'EAM. Elle compare aussi les bandes passantes des EML dont l'EAM fait 50 et $100\ \mu\text{m}$ de long. Les deux composants ont un adaptateur de mode droit. Une bande passante de $27\ \text{GHz}$ a été obtenue pour le modulateur de $100\ \mu\text{m}$ et de $55\ \text{GHz}$ pour celui de $50\ \mu\text{m}$. Ces résultats en bande passante constitue un nouvel état de l'art pour les composants de type EML émettant à $1,3\ \mu\text{m}$.

On observe une modification de la courbe à la fréquence de $5\ \text{GHz}$ qui est due à la modulation du laser par rétroaction optique. Ce comportement diminue lorsque la tension appliquée sur l'EAM augmente ce qui est attendu. Il devrait être supprimé par l'utilisation d'adaptateur de mode tilté.

La figure 5.28 présente le paramètre de chirp en fonction de la tension de polarisation du modulateur, d'un d'EML où la l'EAM fait $75\ \mu\text{m}$ de long. La mesure a été réalisée avec une fréquence de modulation de l'EAM de $12\ \text{GHz}$, pour deux courants de polarisation du laser. La chirp diminue lorsqu'on augmente la tension de polarisation inverse du modulateur. On trouve un paramètre de chirp nul à $-1,4\ \text{V}$.

Enfin des mesures de BER ont été réalisées à $25,5\ \text{Gbit/s}$ pour l'EML dont le modulateur fait une longueur de $50\ \mu\text{m}$. Elles sont présentées sur la figure 5.29. La modulateur est polarisé à $-1,2\ \text{V}$, la tension *peak-peak* est fixée à $2,1\ \text{V}$ et le courant appliqué au laser est de $120\ \text{mA}$. La puissance à l'entrée de la fibre a été mesurée à $2\ \text{dBm}$. Comme pour le DML, on remarque que la distance de transmission n'a pas d'influence sur le BER. Ensuite on observe un diagramme de l'œil ouvert après transmission et on mesure un DER de $7\ \text{dB}$. Pour le l'EML dont l'EAM fait $100\ \mu\text{m}$, nous obtenons un DER de $10\ \text{dB}$.

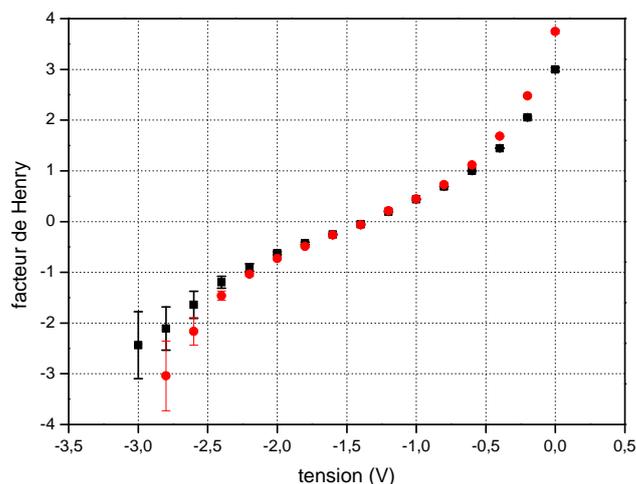
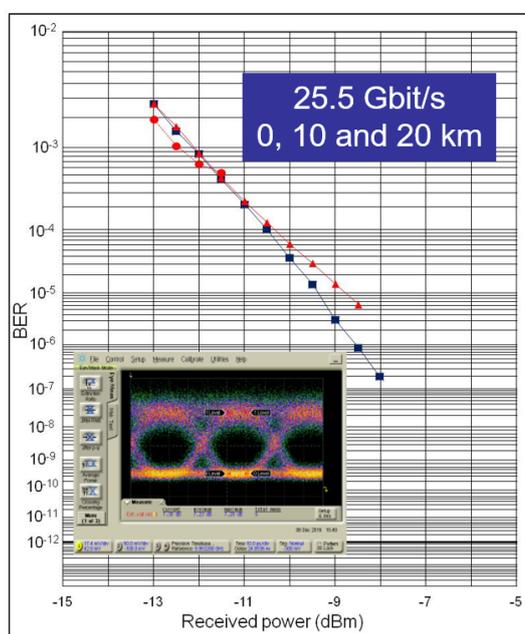


FIGURE 5.28 – Paramètre de chirp à 25 °C à 12 GHz à 50 mA.


 FIGURE 5.29 – Mesures de BER à 25,5 GBit/s en configuration *back to back*, avec 10 et 20 km de fibre à 25 °C, avec une séquence PRBS de $2^{31} - 1$ bits, pour un EML dont l'EAM fait 50 μm . Un exemple de diagramme de l'œil, après 20 km de transmission, est présenté.

5.7 Synthèse

Une première génération de composants SAG comprenant des DML et des EML, en matériaux AlGaInAs en structure ruban enterré par du SIBH, a été réalisée. Les DML présentent des performances encourageantes qu'il est possible d'améliorer en optimisant la structure active. En effet le nombre de puits utilisés semble trop important par rapport à ce qu'on trouve dans la littérature. De plus la conception du réseau doit être améliorée afin de pouvoir réaliser des composants plus courts qui permettent d'évoluer vers des bandes passantes plus importantes. En effet un essai de DFB avec une cavité de 110 μm a été tenté mais il n'y avait pas d'émission monomode.

Ensuite la fabrication d'un composant EML intégré monolithiquement avec une zone passive a été démontrée. Ces travaux ont permis de développer des composants de type EML qui présentent des performances définissant un nouvel état de l'art. Il reste un travail à faire sur l'amélioration des montages ce qui devrait permettre d'atteindre des débits supérieurs. De plus des mesures en transmission pour des débits supérieurs vont être poursuivies afin de connaître le potentiel de ces composants lorsqu'ils sont intégrés dans un système. Enfin il serait intéressant de voir le potentiel de ces composants en modulation multi-niveaux. Au III-V lab, ce type de réalisation a été effectué pour un composant BPSK à $1,55 \mu\text{m}$ où des EAMs ont été modulés par un signal PAM4 [36].

Cette première génération d'EML à $1,3 \mu\text{m}$ en matériau AlGaInAs est une étape importante car elle permet de montrer la possibilité d'intégrer trois fonctions optiques (laser, modulateur, passif). Mais surtout elle ouvre la voie vers l'intégration de composants plus complexes pour la montée en débit. La réalisation de composants intégrés utilisant le multiplexage en longueur d'onde semble être la continuité de ce travail de thèse. De plus cela ouvre aussi la possibilité de réaliser des composants à modulation de phase et d'amplitude à $1,3 \mu\text{m}$ avec l'architecture utilisant des EAM déjà utilisée au III-V lab à $1,55 \mu\text{m}$ [64].

Conclusion

Le développement des réseaux optiques passifs ainsi que l'augmentation des interconnexions à courtes distances, fait apparaître le besoin de composants plus performants, que ce soit en terme de débit, de coût ou d'empreinte environnementale. Le demande de composants émettant à $1,3 \mu\text{m}$ va être croissante suite à leur rôle dans les futurs architectures de ces réseaux.

Les circuits intégrés photoniques sur InP sont une solution attractive car ils permettent l'intégration monolithique de différentes fonctions optiques, passives et actives, ce qui permet de réduire les pertes et la consommation des composants d'améliorer leurs performances. Le choix s'est porté sur deux types d'émetteurs : le laser à modulation directe et le laser à modulation externe réalisée par un modulateur à électro-absorption. L'utilisation de multi-puits quantiques de la famille de matériaux AlGaInAs sur InP semble être la meilleure option afin de réaliser les zones actives des composants souhaités. De plus le III-V lab possède une excellente expertise sur cette famille de matériaux à $1,55 \mu\text{m}$. Ensuite le choix de la technique d'intégration a été l'épitaxie sélective car elle permet d'intégrer rapidement de nombreuses longueurs d'onde d'émission sur un substrat en une seule épitaxie, ce qui permet d'avoir des transitions optiques avec un minimum de pertes.

L'une des difficultés de l'épitaxie sélective est de posséder un outil de simulation adéquat qui permet de concevoir les masques. Le deuxième chapitre du manuscrit traite ce sujet. En effet, la modélisation de l'épitaxie sélective ne prenait en compte que les effets de diffusion en phase vapeur et négligeait les effets de désorption et de migration à la surface du masque. Pour des raisons de compacité des composants, il est important de réduire les dimensions des masques. Or pour des ouvertures de masques inférieures à $20 \mu\text{m}$ par exemple, l'influence des phénomènes de surface n'est plus négligeable. En nous inspirant d'équations caractéristiques qui traitent de la modification d'interface, nous avons construit un modèle fondé sur la relaxation de l'interface en fonction des particules incidentes, qui permet de prendre en compte les phénomènes de surface. Cependant, nous avons choisi d'utiliser une formulation analytique de la surface perturbée pour faciliter l'emploi des méthodes numériques. L'étape finale du développement de ce modèle sera d'utiliser une surface issue de la modélisation VPD à la place du profil analytique pour une meilleure précision.

En parallèle du modèle, nous avons travaillé sur la conception du matériau pour la fabrication de composants DML et EML. Nous nous sommes focalisés plus particulièrement sur le choix des épaisseurs et compositions des puits et des barrières afin d'optimiser les propriétés d'émission du laser et les propriétés d'absorption de l'EAM. La difficulté résidait dans le fait de réaliser un compromis sur la structure de bande de l'EAM afin d'optimiser l'efficacité de modulation. Nous avons donc réalisé sept structures sur lesquelles nous avons fait des mesures de laser à contacts larges et des mesures d'absorption en photocourant ce qui nous a permis de sélectionner une structure.

Ensuite pour passer à l'étape de l'épitaxie sélective, une étude expérimentale a été nécessaire. Tout d'abord, nous avons cherché à améliorer le procédé de dépôt du masque afin d'obtenir de meilleures propriétés de photoluminescence d'une zone active réalisée par épitaxie sélective. Nous avons donc modifié ce procédé pour le transformer en un procédé qui n'utilise plus de gravure sèche nécessitant un plasma. Ensuite nous avons étudié l'influence d'un paramètre de croissance, la vitesse de croissance, sur l'épitaxie sélective et nous avons montré que la modélisation en phase vapeur atteignait ses limites. Cela nous a conforté dans le fait de poursuivre l'étude de la croissance sélective expérimentalement afin de réaliser la structure active que nous avons sélectionné dans la zone SAG. Nous avons donc réalisé des mesures de microscope électronique en transmission afin de vérifier les épaisseurs du multi-uits. Enfin des mesures utilisant une micro-source de diffraction de rayons X ont permis de déterminer les épaisseurs et compositions des puits et des barrières de la zone active dans la zone SAG, ce qui nous a permis de corriger légèrement la structure et de passer à l'étape de fabrication.

Le dernier chapitre de ce mémoire présente la conception, la fabrication et quelques résultats de fonctionnement des composants réalisés par épitaxie sélective en utilisant une structure de ruban enterré par une couche d'InP semi-isolant. La réalisation en salle blanche de ces dispositifs s'est effectuée grâce à un procédé de micro-fabrication constitué de 10 étapes de lithographie et 5 étapes d'épitaxie. Les composants DML ont montré d'excellentes performances avec par exemple une bande passante de 12,5 GHz pour un laser de $250\ \mu\text{m}$ à 25°C mais pour atteindre des bandes passantes plus importantes, la conception doit être approfondie afin de pouvoir réaliser des cavités plus courtes. Il faut donc optimiser le nombre de puits et le réseau de Bragg afin de travailler avec une cavité courte tout en ayant une émission laser monomode, ce qui permettrait d'avoir un DML rapide. Ensuite les composants de type EML ont montré des performances à l'état de l'art. En effet une bande passante de 27 GHz a été mesurée sur un EML dont l'EAM fait $100\ \mu\text{m}$ avec un taux d'extinction statique important ainsi qu'un diagramme de l'œil ouvert à 32 Gbit/s. De plus une bande passante de 39 GHz a été obtenue pour un EAM de seulement $35\ \mu\text{m}$. Des composants ayant des EAM d'autres longueurs sont en cours de mesure. Enfin l'optimisation de montage hyper-fréquence est un pré-requis pour améliorer les performances en fréquence. Cette première génération d'EML à $1,3\ \mu\text{m}$ est une étape importante car elle ouvre des possibilités d'intégration photonique de composants plus complexes pour la montée en débit.

Table des figures

1	Schéma type de réseaux d'accès du futur (gauche) et architecture PON (droite). [3]	13
2	Évolution des technologies de réseaux optiques passifs [5]	14
1.1	Structure de bandes d'un matériau à gap indirect (Silicium) et direct (Phosphure d'Indium).	18
1.2	Diagramme de l'énergie de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour différents semiconducteurs III-V [56].	19
1.3	Schéma de la structure cristalline. Les atomes bleus correspondent aux éléments III et les atomes gris aux éléments V.	19
1.4	Structure de bande d'un matériau III-V à gap direct au voisinage de la zone de Brillouin.[8]	21
1.5	Schéma de la déformation cristalline de la couche épitaxiale lors d'une croissance épitaxiale. Le cas présent est celui d'une compression biaxiale.	22
1.6	Schéma des effets de la contrainte sur le gap du matériau. Le cas illustré est celui d'une compression biaxiale ($e_{zz} > 0$) [10].	23
1.7	Triangle de composition du système de matériau AlGaInAs avec les lignes d'iso-gap et d'iso contrainte sur InP.	25
1.8	Hétérojonctions de type I (gauche) et de type II (droite).	26
1.9	Différentes techniques d'intégration photonique sur matériau III-V vues en coupe d'après la référence [38].	29
1.10	Effet de l'intégration photonique sur le mode optique [39].	30
1.11	Schéma de principe d'une source organo-métallique avec le bulleur, les régulateurs de débit source et push ainsi que le régulateur de pression.	34
1.12	Schéma de principe de réacteur AIX200/4.	35
1.13	Schéma de principe de l'épitaxie sélective vu en coupe transversale.	36
1.14	Schéma d'une vue de dessus d'un masque SAG composé de 2 bandes de diélectrique symétriques.	37
1.15	Schéma d'un profil d'épaisseur avec prédominance des phénomènes à courte distance en coupe transversale.	37
1.16	Schéma d'un profil d'épaisseur avec prédominance de la diffusion en phase vapeur en coupe transversale.	38
1.17	Exemple de composant WDM à quatre longueurs d'onde fait au III-V lab par épitaxie sélective [53].	39
1.18	Schéma du composant BPSK à $1,55 \mu\text{m}$ [53].	40

2.1	Schéma de principe du modèle de simulation VPD. a) Le cadre rouge représente le domaine de calcul dans la coupe vertical en $y = 0$. b) Surface du domaine de calcul en 3D. [53]	44
2.2	Domaine de calcul avec les conditions aux limites dans le cas d'une symétrie par translation [53].	46
2.3	Superposition d'une modélisation VPD d'une couche d'InP et image MEB d'une section transverse d'une couche d'InP et de marqueurs InGaAs obtenus par épitaxie sélective [72].	48
2.4	Ratio d'épaisseur de l'InP en fonction de la largeur de masque W_m pour une ouverture de masque W_o de $20 \mu\text{m}$ (rouge) et $40 \mu\text{m}$ (cyan).	49
2.5	Schéma de principe de la croissance telle qu'elle est simulée.	52
2.6	Exemples de différents profils de croissance modélisables avec un modèle complexe. D'après Khenner <i>et al.</i> [97]	53
2.7	Domaine de calcul avec la condition aux limites mixtes du modèle VPD.	54
2.8	Domaine de calcul (gauche) et profil d'épaisseur (droite) lorsque le flux sur le cristal est constant.	54
2.9	Domaine de calcul (gauche) et profil d'épaisseur (droite) lorsque le flux sur le cristal est variable.	55
2.10	Schéma illustrant trois types de géométrie issu de [88].	57
2.11	Influence du terme de diffusion de surface sur le profil d'épaisseur.	58
2.12	Influence du terme de désorption sur le profil d'épaisseur.	59
2.13	Influence du terme h sur le profil d'épaisseur SAG pour $\mu = 0,01$ et $\rho = 1$	61
2.14	Influence du terme $\frac{\partial h}{\partial x}$ sur le profil d'épaisseur SAG pour $\mu = 0,01$ et $\rho = 1$	62
2.15	Synthèse de l'influence des termes sur le profil d'épaisseur SAG pour $\mu = 0,01$ et $\rho = 1$	63
2.16	Modélisation d'un profil SAG évoluant en fonction du temps (gauche) et normalisé par le temps (droite) pour deux valeurs de coefficient devant le terme $\frac{\partial h}{\partial x}$	63
2.17	Modélisation d'un profil SAG évoluant normalisé par le temps pour le potentiel chimique (gauche) et pour la diffusion de surface (droite).	64
2.18	Image d'un échantillon SAG réalisée par microscopie électronique à balayage (MEB) superposée avec une modélisation résultant de l'équation 2.29.	65
3.1	(a) Inverse du rendement quantique externe en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité, (b) densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité et (c) densité de courant de seuil en fonction de la température pour un laser de $600 \mu\text{m}$	73
3.2	Simulation des offsets de bande de conduction et de valence pour des MQW en AlGaInAs avec des puits de 5 nm et des barrières 6 nm	76
3.3	Récapitulatif des mesures de température caractéristique de fonctionnement (rouge), de densité de courant de seuil par puits (bleu) et de rendement interne (noir) pour les différentes structures épitaxiées.	77
3.4	Discontinuité des niveaux d'énergie des ternaires AlInAs et GaInAs accordé sur InP [120].	77

3.5	Calcul de l'énergie de liaison des premiers excitons de trous lourds et trous légers en fonction de l'épaisseur du puits pour le cas d'un puits quantique en GaAs avec des barrières $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$. [122]	80
3.6	Effet Stark confiné dans les puits (QSCE) avec les niveaux e1 et hh1 pour le cas de puits sous champs électrique nul (gauche) et sous champs électrique appliqué (droite).	81
3.7	Schéma de principe des phénomènes qui permettent l'évacuation des porteurs dans les puits quantiques.	82
3.8	Schéma de principe de la profondeur de modulation. A champ électrique nul ($F = 0$), l'EAM est à l'état passant et champ électrique non nul ($F \neq 0$) l'EAM est à l'état bloquant.	82
3.9	Schéma du banc de photocourant.	85
3.10	Spectre d'absorption mesuré en photocourant pour les structures B1 (haut) et B3 (bas).	87
3.11	Spectre d'absorption mesuré en photocourant pour les structures A3 (haut) et C (bas).	88
3.12	Déplacement du pic excitonique (haut) et force relative de pic excitonique en fonction de la tension inverse pour les sept structures étudiées (bas). . .	89
4.1	Observations au microscope optique de différentes morphologies de matériau après une croissance SAG sur un substrat InP partiellement masqué, issu de [53].	93
4.2	Principe de la mesure de photoluminescence.	94
4.3	Cartographie de photoluminescence et répartition de l'intensité pour un wafer où le masque est définie par gravure sèche (haut) et par gravure humide (bas). La structure déposée est une structure à multi-puits quantiques émettant à $1,55 \mu\text{m}$	96
4.4	Mesures du ratio d'épaisseur de l'InP au centre des masques en fonction de Wm pour $Wo = 20 \mu\text{m}$ à $p = 150 \text{ mbar}$ et $T = 680^\circ \text{C}$ pour différentes vitesses de croissance. La ligne noire représente le ratio d'épaisseur maximum théorique donné par le modèle VPD. L'épaisseur de la zone de référence est d'environ 300 nm pour les trois échantillons.	97
4.5	Mesures du ratio d'épaisseur du GaAs au centre des masques en fonction de Wm pour $Wo = 20 \mu\text{m}$ à $p = 150 \text{ mbar}$ et $T = 680^\circ \text{C}$ pour différentes vitesses de croissance. L'épaisseur de la zone de référence est d'environ 300 nm pour les trois échantillons.	98
4.6	Schéma (gauche) et mesure (droite) de la dépendance du ratio d'épaisseur avec la largeur du masque dans le cadre de la NS-MOVPE, issu de [135]. . .	99
4.7	Schéma de la dépendance du ratio d'épaisseur avec la largeur du masque dans le cas de la SAG.	100
4.8	Images MEB de l'échantillon SAG usiné par FIB. A gauche, nous voyons la fin de l'usinage et à droite la prise de l'échantillon.	101
4.9	Schéma de principe du STEM avec un détecteur annulaire HAADF et photographie du STEM au LPN-CNRS.	102

4.10	Images en champ clair (gauche) et en HAADF (droite) pour un multi-puits AlGaInAs dans une zone SAG pour deux grossissements différents.	103
4.11	Schéma de la diffraction sur des couches épitaxiées.	104
4.12	Profils de diffraction pour différentes épaisseurs de couche épitaxiée . Dans cet exemple, une couche de Ga _{0,5} Al _{0,5} As sur GaAs. L'épaisseur varie de 100 nm à 1 μ m. [53]	106
4.13	Profils de diffraction simulés pour différentes configurations. Les structures ont la même épaisseur totale : 100 nm de Ga _{0,4} In _{0,6} As et 100 nm de Ga _{0,6} In _{0,4} As sur InP. Elles sont notées $e \times n$ avec e l'épaisseur de chaque couche de matériau A ou B et n le nombre périodes. [53]	106
4.14	Schéma de principe d'un tube à rayons X.	108
4.15	Schéma de principe d'un tube à rayons X à anode tournante.	109
4.16	Schéma du diffractomètre Bruker avec la μ -source et le microscope vidéo-laser (gauche) et image de l'échantillon avec la taille du faisceau de diffraction le plus focalisé.	110
4.17	Image de l'échantillon avec la taille du faisceau de diffraction le plus focalisé.	110
4.18	Profils de diffraction mesurés avec la μ -source pour différentes tailles d'ouverture de fentes.	114
4.19	Comparaison entre le profil de diffraction X mesuré avec les fente de 50 μ m (vert) et simulé à partir du logiciel LEPTOS de Bruker (bleu).	114
4.20	Image de l'échantillon avec la taille du faisceau de diffraction pour une ouverture de fente de 200 μ m x 100 μ m . La contribution au profil RX de la partie hachurée a été supprimée du profil de la figure 4.21	115
4.21	Spectre extrait de la zone entre deux paires de masques SAG.	115
5.1	Géométries de guide d'onde plan (gauche) et de type ruban (droite).	118
5.2	Simulations Alcor du mode et du confinement optique pour différentes structures de guide : (a) ruban profond, (b) ruban peu profond et (c) ruban enterré [64].	120
5.3	Schéma de principe des techniques d'enterrement BRS (a) et pnBH (b) [146].	122
5.4	Schéma d'une structure SIBH (gauche) et image MEB en coupe d'un ruban après reprise SIBH (droite). Une couche d'InP : Si a été rajoutée afin de délimiter les couches d'InP : Fe et d'InP : Ru [65].	122
5.5	Taux d'extinction (trait plein) et paramètre de chirp (trait pointillé) d'un EAM en fonction de la tension inverse appliquée. [161, 162]	124
5.6	Principe de fonctionnement de la réaction distribuée utilisant un réseau de Bragg [64].	126
5.7	Deux exemples de composants laser à rétroaction distribué : structure d'un laser DFB (a) et d'un laser DBR (b).	127
5.8	Mesures d'indices optiques des matériaux InGaAsP (gauche) et AlGaInAs (droite) pour des matériaux sondés avec une source à 1,55 μ m et à 1,3 μ m.	128
5.9	Schéma électrique équivalent d'EAM.	132
5.10	Simulation SAG de l'empilement de couches pour une structure à multi-puits quantiques : (a) coupe orthogonale et (b) coupe longitudinale. [10]	133
5.11	Principe de la lithographie associé à la gravure d'un matériau.	135

5.12	Schéma et image par microscopie optique de l'étape d'épitaxie sélective.	139
5.13	Schéma (a), image MEB (b) et image par microscopie optique (c) de l'étape de définition du ruban.	140
5.14	Schéma en coupe de la reprise SIBH dans le cas d'une zone active (a) et passive (b). Image au microscope optique d'une reprise SIBH (c).	141
5.15	Schémas en coupe de l'étape de gravure des mésas et de remplissage des caissons par du BCB (gauche) et image au microscope optique de la plaque après la planarisation du BCB (droite).	143
5.16	Schéma en coupe (gauche) et image au microscope optique (droite) de l'étape de recharge métallique.	144
5.17	Spectre optique de composant DML pour un produit κL "fort" à 80 mA à 25 ° C (gauche) et mesure de la puissance optique en fonction du courant injecté en mode continu et impulsionnelle pour différentes températures (droite).	147
5.18	Spectre optique de composant DML pour un produit κL "faible" à 80 mA (gauche) et mesure de la puissance optique en fonction du courant injecté en mode continu et impulsionnelle (droite) à 25 ° C. Les traits continus représentent la mesure en injection continu et les traits pointillés en injection impulsionnelle.	147
5.19	Mesure de la bande passante pour différents courants de polarisation du laser (gauche) et dépendance de la fréquence de résonance en fonction de la racine du courant à 25 ° C et 45 ° C (droite) pour le composant DML de 250 μm	148
5.20	Dépendance de l'amortissement en fonction du carré de la fréquence de résonance à 25 ° C (gauche) et à 45 ° C (droite).	149
5.21	Paramètre de chirp à 25 ° C et 45 ° C.	150
5.22	Mesure de la bande passante pour différents courants de polarisation du laser (gauche) et dépendance de la fréquence de résonance en fonction de la racine du courant à 25 ° C, 45 ° C et 70 ° C (droite) pour le composant DML de 190 μm	150
5.23	Mesures de BER à 25,5 GBit/s en configuration <i>back to back</i> , avec 10 et 20 km de fibre à 25 ° C, avec une séquence PRBS de $2^{31} - 1$ bits, pour le DML de 190 μm . Un exemple de diagramme de l'œil, après 20 km de transmission, est présenté.	151
5.24	Transmission en fonction de la tension appliquée pour différentes longueurs de EAM avec une résistance de charge de 50 Ω pour une longueur d'onde du laser de 1323 nm. Les courbes sont présentées pour un courant d'injection du laser de 40 mA (noir), 80 mA (rouge) et 120 mA (bleu).	153
5.25	Puissance optique couplée dans la fibre en fonction du courant injecté pour un EML sans (gauche) et avec (droite) adaptateur de mode. Les composants sont des EML dont le laser fait 400 μm et le modulateur 35 μm	154
5.26	Profil d'intensité en champ lointain sans (gauche) et avec adaptateur de mode SAG (droite).	154

5.27	Bande passante mesurée pour un EML dont l'EAM a une longueur de 100 μm pour différentes tensions de polarisation de l'EAM (gauche) et comparatif de bandes passantes pour des EML dont de l'EAM fait 100 et 50 μm (droite). L'EAM est polarisé à -1 V.	155
5.28	Paramètre de chirp à 25 ° C à 12 GHz à 50 mA.	156
5.29	Mesures de BER à 25,5 GBit/s en configuration <i>back to back</i> , avec 10 et 20 km de fibre à 25 ° C, avec une séquence PRBS de $2^{31} - 1$ bits, pour un EML dont l'EAM fait 50 μm . Un exemple de diagramme de l'œil, après 20 km de transmission, est présenté.	156
A.1	Paramétrage d'une interface : \vec{n} est le vecteur normal à l'interface pour une particule incidente, \vec{s} est le vecteur tangent à la surface et $\vec{v}.dt$ représente la variation d'épaisseur normale à la surface.	181
B.1	Domaine de calcul avec la condition aux limites du problème local.	185

Bibliographie

- [1] Cisco. The Zettabyte Era : Trends and Analysis. *White paper*, 2016.
- [2] Bell labs. Metro Network Traffic Growth : An Architecture Impact Study. *Strategic White Paper*, 2013.
- [3] D. Nasset. NG-PON2 technology and standards. *Journal of Lightwave Technology*, 33(5) :1136–1143, 2015.
- [4] A. Ragheb and H. Fathallah. Candidate modulation schemes for next generation-passive optical networks (NG-PONs). In *High Capacity Optical Networks and Emerging/Enabling Technologies*, pages 226–231. IEEE, 2012.
- [5] M. Anagnosti. *Design and fabrication of a photonic integrated circuit comprising a semi-conductor optical amplifier and a high speed photodiode (SOA-UTC) for >100 Gbit/s applications*. Thèse de Doctorat, Télécom SudParis, 2015.
- [6] H. S. Abbas and M. A. Gregory. The next generation of passive optical networks : A review. *Journal of Network and Computer Applications*, 67 :53–74, 2016.
- [7] E. Delsol. 4,2 milliards de Terriens sans connexion Internet. *Usine Digitale*, 2016.
- [8] G. Bastard. *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*. Les éditions de la Physique, 1988.
- [9] I. Vurgaftman, J. Meyer, and L. Ram-Mohan. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*, 89(11) :5815–5862, 2001.
- [10] N. Dupuis. *Intégration par épitaxie sélective d'un Modulateur Electro-Absorbant et d'un Amplificateur Optique à base de puits quantiques AlGaInAs*. Thèse de Doctorat, Université de Metz, 2008.
- [11] J.-Y. Marzin, J. Gérard, P. Voisin, and J. Brum. *Semiconductors and semimetals vol 32*. Academic Press, 1990.
- [12] P. Thijs, L. Tiemeijer, J. Binsma, and T. van Dongen. Progress in long-wavelength strained-layer InGaAs(P) quantum-well semiconductor lasers and amplifiers. *Journal of Quantum Electronics*, 30(2) :477–499, 1994.
- [13] A. Massara, S. Yang, T. Houle, R. Thilakumara, R. Penty, and I. White. Uncooled, 10Gb/s Operation of Two-Contact InGaAsP Lasers with Low Drive Current. In *Proceeding of Optical Fiber Communication Conference, (OFC 2001)*, 2001.
- [14] R. Nelson. CW electrooptical properties of InGaAsP ($\lambda = 1.3\mu\text{m}$) buried-heterostructure lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(2) :202–207, 1981.

- [15] M. Silva, J. Sih, T. Chou, J. Kirk, G. Evans, and J. Butler. 1.3 μm strained MQW AlGaInAs and InGaAsP ridge-waveguide lasers-a comparative study. In *Proceeding of International Microwave and Optoelectronics Conference, (IMOC 1999)*, pages 10–12, 1999.
- [16] J. Minch, S.-H. Park, T. Keating, and S. Chuang. Theory and experiment of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ long-wavelength strained quantum-well laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(5) :771–782, 1999.
- [17] E. Lugagne-Delpon, P. Voisin, M. Voos, and J. André. Observation of laser emission in an InP-AlInAs type II superlattice. *Applied Physics Letter*, 60(3087), 1992.
- [18] M. Sacilotti, F. Motisuke, Y. M. abd P. Abraham, F. Iikawa, C. Montes, M. Furtado, L. Horiuchi, R. Landers, J. Morais, L. Cardoso, J. Decobert, and B. Waldman. Growth and characterization of type-II/type-I AlGaInAs/InP interfaces. *Journal of Crystal Growth*, 124(1-4) :589–595, 1992.
- [19] A. Ghatak, K. Thyagarajan, and M. Shenoy. A novel numerical technique for solving the one-dimensional Schrödinger equation using matrix approach-application to quantum well structures. *Journal of Quantum Electronics*, 24(8) :1524–1531, 1988.
- [20] B. Jonsson. Solving the Schrödinger equation in arbitrary quantum-well potential profiles using transfer matrix method. *Journal of Quantum Electronics*, 26(11) :2025–2035, 1990.
- [21] W. Kobayashi, M. Arai, T. Yamanaka, N. Fujiwara, T. Fujisawa, T. Tadokoro, K. Tsuzuki, Y. Kondo, and F. Kano. Design and Fabrication of 10-/40-Gb/s, Uncooled Electroabsorption Modulator Integrated DFB Laser With Butt-Joint Structure. *Journal of Lightwave Technology*, 28(1) :164–171, 2010.
- [22] K. Wakita, I. Kotaka, H. Asai, S. Nojima, and O. Mikami. High-efficiency electroabsorption in quaternary AlGaInAs quantum-well optical modulators. *Electronics Letters*, 24(21) :1324–1325, 1988.
- [23] I. Kaminow, T. Li, and A. Willner. *Optical Fiber Telecommunications V A : Components and Subsystems*. Elsevier, 2008.
- [24] S. Sweeney, S. Jin, R. Fehse, A. Adams, T. Higashi, and H. Riechert. A comparison of the thermal stability of InGaAsP, AlGaInAs and GaInNAs quantum-well lasers for 1.3 μm operation. In *Proceeding of International Semiconductor Laser Conference, (ISLC 2002)*, pages 43–44, 2002.
- [25] K. Noyce. Microelectronics. *Scientific American*, 237(3) :63–69, 1977.
- [26] M. Amiot. Le monde des semi-conducteurs bascule dans les usines à 10 milliards de dollars. *Les Echos*, 06 2012.
- [27] S. E. Miller. Integrated optics : An introduction. *The Bell System Technical Journal*, 48(7) :2059–2069, 1969.
- [28] I. Kaminow. Optical Integrated Circuits : A Personal Perspective. *Journal of Lightwave Technology*, 26(9) :994–1004, 2008.
- [29] R. Soref. The Past, Present, and Future of Silicon Photonics. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 12(6) :1678–1687, 2006.

-
- [30] L. Chen, C. Doerr, P. Dong, and Y.-K. Chen. Monolithic silicon chip with 10 modulator channels at 25 Gbps and 100-GHz spacing. *Optics Express*, 19(26) :B946–B951, 2011.
- [31] M. Lamponi, S. Keyvaninia, C. Jany, F. Poingt, F. Lelarge, G. De Valicourt, G. Roelkens, D. Van Thourhout, S. Messaoudene, J.-M. Fedeli, et al. Low-threshold heterogeneously integrated InP/SOI lasers with a double adiabatic taper coupler. *IEEE photonics technology letters*, 24(1) :76–78, 2012.
- [32] H. Yamazaki, T. Saida, T. Goh, S. Mino, M. Nagatani, H. Nosaka, and K. Murata. Dual-Carrier Dual-Polarization IQ Modulator Using a Complementary Frequency Shifter. *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 19(6), 2013.
- [33] R. Nagarajan, M. Kato, J. Pleumeekers, P. Evans, S. Corzine, and S. H. et al. . InP Photonic Integrated Circuits. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 16(5), 2010.
- [34] F. Kish, D. Welch, R. Nagarajan, J. Pleumeekers, V. Lal, and M. Z. et al. . Current Status of Large-Scale InP Photonic Integrated Circuits. *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(6), 2011.
- [35] H. Mardoyan, O. Bertran-Pardo, P. Jennev e, G. de Valicourt, M. Mestre, S. Bigo, and C. K. et al. . PIC-to-PIC experiment at 130Gb/s Based on a Monolithic Transmitter Using Switching of Prefixed Optical Phases and a Monolithic Coherent Receiver. In *Proceeding of Optical Fiber Communication Conference, (OFC 2014)*, pages post–deadline Th5C.2, 2014.
- [36] C. Kazmierski, N. Chimot, F. Jorge, A. Konczykowska, F. Blache, J. Decobert, F. Alexandre, A. Garreau, and R. D. Silva. 80Gb/s Multi-Level BPSK experiment with an InP-Monolithic Source Based on Prefixed Optical Phase Switching. In *Proceeding of 26th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, (IPRM 2014)*, pages Th–B2–1, 2014.
- [37] G. de Valicourt, H. Mardoyan, M. Mestre, P. Jennev e, J. Antona, S. Bigo, O. Bertran-Pardo, C. Kazmierski, J. Decobert, N. Chimot, and F. Blache. Monolithic Integrated InP Transmitters Using Switching of Prefixed Optical Phases. *Journal of Lightwave Technology*, 33(3) :663–669, 2015.
- [38] E. Skogen, J. Raring, G. Morrison, C. Wang, V. Lal, M. Masanovic, and L. Coldren. Monolithically integrated active components : a quantum-well intermixing approach. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 11(2) :343–355, 2005.
- [39] H. Debr egeas-Sillard and C. Kazmierski. Challenges and advances of photonic integrated circuits. *C. R. Physique*, 9 :1055–1066, 2008.
- [40] Y. Barbarin, E. Bente, C. Marquet, E. Lecl ere, J. Binsma, and M. Smit. Measurements of Reflectivity of Butt-Joint Active-Passive Interfaces in Integrated Extended Cavity Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 17(11), 2005.
- [41] T. Kitatani, K. Shinoda, T. Tsuchiya, H. Sato, K. Ouchi, H. Uchiyama, S. Tsuji, and M. Aoki. Evaluation of the Optical-Coupling Efficiency of InGaAlAs-InGaAsP Butt Joint Using a Novel Multiple Butt-Jointed Laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 17(6), 2005.

- [42] E. Gaumont, C. Graver, J. Gentner, A. Piquier, and G. Laube. Butt coupling process for InP based photonic integrated circuits. In *Proceeding of 18th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, (IPRM 1996)*, pages 256–258, 1996.
- [43] B. Mason, G. A. Fish, S. P. DenBaars, and L. A. Coldren. Widely Tunable sampled grating DBR lasers with integrated electroabsorption modulator. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11(6) :638–640, 1999.
- [44] I. Moerman, P. V. Daele, and P. Demeester. A review on fabrication technologies for the monolithic integration of tapers with III-V semiconductor devices. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3(6) :1308–1320, 1969.
- [45] M. L. Masanovic, V. Lal, J. A. Summers, J. S. Barton, E. J. Skogen, L. G. Rau, L. A. Coldren, and D. J. Blumenthal. Widely Tunable Monolithically Integrated All-Optical Wavelength Converters in InP. *Journal of Lightwave Technology*, 23(3) :1350–1362, 2005.
- [46] G.-H. Duan, C. Jany, A. Le Liepvre, A. Accard, M. Lamponi, D. Make, P. Kaspar, G. Levaufre, N. Girard, F. Lelarge, et al. Hybrid III–V on Silicon Lasers for Photonic Integrated Circuits on Silicon. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 20(4) :158–170, 2014.
- [47] E. Skogen, J. Barton, S. Denbaars, and L. Coldren. A quantum-well-intermixing process for wavelength-agile photonic integrated circuits. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 8(4) :863–869, 2002.
- [48] A. McKee, C. J. McLean, G. Lullo, A. C. Bryce, R. M. D. L. Rue, J. H. Marsh, and C. C. Button. Monolithic integration in InGaAs-InGaAsP multiple-quantum-well structures using laser intermixing. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(1) :45–55, 1997.
- [49] E. Li. Advances in intermixed quantum well devices. In *Electron Devices Meeting, 1998. Proceedings. 1998 IEEE Hong Kong*, pages 60–65, aug. 1998.
- [50] J. Raring, E. Skogen, L. Johansson, M. Sysak, J. Barton, M. Masanovic, and L. Coldren. Demonstration of Widely Tunable Single-Chip 10-Gb/s Laser-Modulators Using Multiple-Bandgap InGaAsP Quantum-Well Intermixing. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(7), 2014.
- [51] J. Barton, A. Tauke-Pedretti, M. Dummer, M. Sysak, M. Masanovic, J. Raring, E. Skogen, and L. Coldren. 10 Gb/s wavelength conversion using a widely tunable series push-pull photocurrent-driven transmitter. *IEEE Photonics Technology Letters*, 17(9) :1902–1904, 2005.
- [52] J. Décobert, N. Dupuis, P. Lagrée, N. Lagay, A. Ramdane, A. Ougazzaden, F. Poingt, C. Cuisin, and C. Kazmierski. Modeling and characterization of AlGaInAs and related materials using selective area growth by metal-organic vapor-phase epitaxy. *Journal of Crystal Growth*, 298 :28–31, 2007.
- [53] R. Guillamet. *Simulation et caractérisation de l'épitaxie sélective en phase vapeur aux organo-métalliques pour la réalisation de circuits photoniques intégrés*. Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées, 2012.

- [54] G. B. Stringfellow. *Organometallic Vapor Phase Epitaxy : Theory and Practice*. Academic Press, 1999.
- [55] A. Ougazzaden. *Contribution à la technologie d'épitaxie en phase vapeur aux organometalliques appliquée aux composants optoelectroniques classiques à base de GaInAsP*. Thèse de Doctorat, Université Paris 7, 1990.
- [56] J. Decobert. *Contribution à l'étude par Epitaxie en Phase Vapeur aux Organo-Métalliques de matériaux (Al)GaInAs(P) sur InP pour composants opto et microélectroniques dans un réacteur multi-plaques expérimental*. Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Techniques de lille, 1993.
- [57] J. S. Smith. *III-V molecular beam epitaxy structures for electronic and optoelectronic applications*. Thèse de Doctorat, California Institute of Technology, 1986.
- [58] H. J. Scheel. *Liquid Phase Epitaxy of Electronics, Optical and Optoelectronic Materials*. Wiley, 2007.
- [59] H. M. Manasevit and W. I. Simpson. The Use of Metal-Organics in the Preparation of Semiconductor Materials. *Journal of The Electrochemical Society*, 116(12) :1725–1732, 1969.
- [60] K. Kudo, M. Ishizaka, T. Sasaki, H. Yamazaki, and M. Yamaguchi. 1.52-1.59 μm Range Different-Wavelength Modulator-Integrated DFB-LD's Fabricated on a Single Wafer. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(7) :929–931, 1998.
- [61] S. Sudo, K. Mori, and T. Sasaki. Mask interference effect in a densely arrayed waveguide fabricated by using narrow-stripe selective MOVPE. *Journal of Crystal Growth*, 261 :404–410, 2004.
- [62] G. de Valicourt, M. Mestre, P. Jennevé, H. Mardoyan, J. Antona, S. Bigo, O. Bertran-Pardo, C. Kazmierski, N. Chimot, F. Blache, and A. Garreau. Ultra-Compact Monolithic Integrated InP Transmitter at 224 Gb/s with PDM-2ASK-2PSK modulation. In *Proceeding of Optical Fiber Communication Conference, (OFC 2014)*, pages post-deadline Th5C.3, 2014.
- [63] G. Kramer, A. Ashikhmin, A. J. van Wijngaarden, and X. Wei. Spectral efficiency of coded phase-shift keying for fiber-optic communication. *Journal of Lightwave Technology*, 21(10) :2438–2445, 2003.
- [64] D. Carrara. *Etude et réalisation de sources photoniques intégrées sur InP pour les applications télécoms à hauts débits et à 1,55 μm* . Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées, 2012.
- [65] O. Patard. *Etude des reprises d'épitaxie par MOVPE pour intégration sur InP de circuits photoniques à guides enterrés*. Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées, 2012.
- [66] J. Duchemin, M. Bonnet, F. Koelsch, and D. Huyghe. A new method for the growth of GaAs epilayer at low H₂ pressure. *Journal of Crystal Growth*, 45(0) :181 – 186, 1978.
- [67] R. Azoulay, N. Bouadma, J. Bouley, and L. Dugrand. Selective MOCVD epitaxy for optoelectronic devices. *Journal of Crystal Growth*, 55(1) :229 – 234, 1981.

- [68] A. Clawson, C. Hanson, and T. Vu. MOVPE growth of SiO₂-masked InP structures at reduced pressures. *Journal of Crystal Growth*, 77(1-3) :334 – 339, 1986.
- [69] C. Caneau, R. Bhat, C. Chang, K. Kash, and M. Koza. Selective organometallic vapor phase epitaxy of Ga and In compounds : a comparison of TMIn and TEGa versus TMIn and TMGa. *Journal of Crystal Growth*, 132(3–4) :364 – 370, 1993.
- [70] H. jin Oh, M. Sugiyama, Y. Nakano, and Y. Shimogaki. The effect of group V precursor on selective area MOVPE of InP/GaAs-related materials. *Journal of Crystal Growth*, 261(2-3) :419 – 426, 2004.
- [71] M. Gibbon, J. Stagg, C. Cureton, E. Thrush, C. Jones, R. Mallard, R. Pritchards, N. Collis, and A. Chew. Selective-area low-pressure MOCVD of GaInAsP and related materials on planar InP substrates. *Semicond. Sci. Technol.*, 8 :998–1010, 1993.
- [72] T. Shioda, M. Sugiyama, Y. Shimogaki, and Y. Nakano. Vapor phase diffusion and surface diffusion combined model for InGaAsP selective area metal-organic vapor phase epitaxy. *Journal of Crystal Growth*, 298(0) :37 – 40, 2007. Thirteenth International Conference on Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (ICMOVPE XIII).
- [73] K. Tsuruoka, R. Kobayashi, Y. Ohsawa, and T. Tsukuda. Four-channel 10-Gb/s operation of AlGaInAs-MQW-BH-LD array for 1.3- μ m CWDM systems. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 11 :1169–1173, 2005.
- [74] M.-S. Kim, C. Caneau, E. Colas, and R. Bhat. Selective area growth of InGaAsP by OMVPE. *Journal of Crystal Growth*, 123(1-2) :69 – 74, 1992.
- [75] T. Sasaki, M. Yamaguchi, and M. Kitamura. Monolithically integrated multi-wavelength MQW-DBR laser diodes fabricated by selective metalorganic vapor phase epitaxy. *Journal of Crystal Growth*, 145(1-4) :846 – 851, 1994.
- [76] K. Takemasa, H. Wada, T. Munakata, and T. Kamijoh. 1.3- μ m AlGaInAs/InP ridge-waveguide lasers with integrated beam-expanders. In *Indium Phosphide and Related Materials, 1999. IPRM. 1999 Eleventh International Conference on*, pages 393 –396, 1999.
- [77] M. A. Alam, R. People, E. Isaacs, C. Y. Kim, K. Evans-Lutterodt, T. Siegrist, T. L. Pernell, J. Vandenberg, S. K. Sputz, S. N. G. Chu, D. V. Lang, L. Smith, and M. S. Hybertsen. Simulation and characterization of the selective area growth process. *Applied Physics Letters*, 74(18) :2617–2619, 1999.
- [78] T. Tsuchiya, J. Shimizu, M. Shirai, and M. Aoki. Selective-area growth of high-crystalline-quality InGaAlAs by metal-organic vapor-phase epitaxy. *Journal of Crystal Growth*, 248(0) :384 – 389, 2003. Proceedings of the eleventh international conference on Metalorganic Vapor Phase Epitaxy.
- [79] N. Dupuis, J. Decobert, P.-Y. Lagree, N. Lagay, F. Poingt, C. Kazmierski, A. Ramdane, and A. Ougazzaden. Mask pattern interference in AlGaInAs selective area metal-organic vapor-phase epitaxy : Experimental and modeling analysis. *Journal of Applied Physics*, 103(11) :113113, 2008.
- [80] M. Sugiyama. Selective Area Growth of III-V semiconductors : from fundamental aspects to device structures. In *Proceeding of 22nd International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, (IPRM 2010)*, 2010.

-
- [81] R. Guillaumet, N. Lagay, C. Mocuta, P.-Y. Lagrée, G. Carbone, and J. Decobert. Micro-characterization and three dimensional modeling of very large waveguide arrays by selective area growth for photonic integrated circuits. *Journal of Crystal Growth*, 370(0) :128 – 132, 2013.
- [82] J. Decobert, R. Guillaumet, C. Mocuta, G. Carbone, and H. Guerault. Structural characterization of selectively grown multilayers with new high angular resolution and sub-millimeter spot-size x-ray diffractometer. *Journal of Crystal Growth*, 370 :154–156, 2013.
- [83] T. Fujii, M. Ekawa, and S. Yamazaki. A theory for metalorganic vapor phase epitaxial selective growth on planar patterned substrates. *Journal of crystal growth*, 146(1) :475–481, 1995.
- [84] P.-Y. Lagrée. Résolution numérique des équations SAG Épitaxie sélective, comparaisons de différentes approches numériques. Rapport technique, Laboratoire de modélisation en mécanique, U.M.R. CNRS 607, Université Pierre et Marie Curie, 2006.
- [85] E. R. Messmer and S. Lourduodoss. Analysis of regrowth evolution around VCSEL type mesas. *Journal of crystal growth*, 219(3) :185–192, 2000.
- [86] J. Weeks, G. Gilmer, and K. Jackson. Analytical theory of crystal growth. *The Journal of Chemical Physics*, 65(2) :712–720, 1976.
- [87] J. Evans. Random-deposition models for thin-film epitaxial growth. *Physical Review B*, 39(9) :5655, 1989.
- [88] A.-L. Barabási and H. E. Stanley. *Fractal concepts in surface growth*. Cambridge university press, 1995.
- [89] F. Family. Scaling of rough surfaces : effects of surface diffusion. *Journal of Physics A : mathematical and general*, 19(8) :L441, 1986.
- [90] C. M. Horowitz, R. A. Monetti, and E. V. Albano. Competitive growth model involving random deposition and random deposition with surface relaxation. *Physical Review E*, 63(6) :066132, 2001.
- [91] S. F. Edwards and D. Wilkinson. The surface statistics of a granular aggregate. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 381, pages 17–31. The Royal Society, 1982.
- [92] M. Kardar, G. Parisi, and Y.-C. Zhang. Dynamic scaling of growing interfaces. *Physical Review Letters*, 56(9) :889, 1986.
- [93] S. Popinet, F. De Vita, J.-S. Fullana, G. Kirstetter, P.-Y. Lagrée, E. Lane, and J. Lopez-Herrera. logiciel Basilisk. [www.http://basilisk.fr/](http://basilisk.fr/).
- [94] A. Dollet. Multiscale modeling of CVD film growth—a review of recent works. *Surface and coatings Technology*, 177 :245–251, 2004.
- [95] M. M. IslamRaja, M. Cappelli, J. McVittie, and K. Saraswat. A 3-dimensional model for low-pressure chemical-vapor-deposition step coverage in trenches and circular vias. *Journal of applied physics*, 70(11) :7137–7140, 1991.
- [96] J. E. Taylor, J. W. Cahn, and C. A. Handwerker. Overview No. 98 I—Geometric models of crystal growth. *Acta Metallurgica et Materialia*, 40(7) :1443–1474, 1992.

- [97] M. Khenner, R. J. Braun, and M. Mauk. A model for anisotropic epitaxial lateral overgrowth. *Journal of crystal growth*, 241(3) :330–346, 2002.
- [98] G. Job and F. Herrmann. Chemical potential—a quantity in search of recognition. *European journal of physics*, 27(2) :353, 2006.
- [99] H. Callen. *Thermodynamics : an introduction to the physical theories of equilibrium thermostatics and irreversible thermodynamics*. Wiley, 1960.
- [100] C. Herring. Effect of change of scale on sintering phenomena. *Journal of Applied Physics*, 21(4) :301–303, 1950.
- [101] W. W. Mullins. Theory of thermal grooving. *Journal of Applied Physics*, 28(3) :333–339, 1957.
- [102] D. P. Chock. A comparison of numerical methods for solving the advection equation—III. *Atmospheric Environment. Part A. General Topics*, 25(5-6) :853–871, 1991.
- [103] A. Kasukawa, R. Bhat, C. Zah, M. Koza, and T. Lee. Very low threshold current density 1.5 μm GaInAs/AlGaInAs graded-index separate-confinement-heterostructure strained quantum well laser diodes grown by organometallic chemical vapor deposition. *Applied physics letters*, 59(20) :2486–2488, 1991.
- [104] M. Yano, H. Imai, K. Hori, and M. Takusagawa. High temperature characteristics of stripe-geometry InGaAsP/InP double-heterostructure lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(5) :619–626, 1981.
- [105] I. Kaminow, R. Nahory, M. Pollack, L. Stulz, and J. DeWinter. Single-mode cw ridge-waveguide laser emitting at 1.55 microns. *Electronics Letters*, 15 :763–765, 1979.
- [106] N. Dutta, R. Nelson, and P. Barnes. Temperature dependence of threshold and electrical characteristics of InGaAsP-InP DH lasers. *Electronics Letters*, 16 :653, 1980.
- [107] J.-W. Pan, K.-G. Chau, J.-I. Chyi, Y.-K. Tu, and J.-W. Liaw. Suppression of electron and hole leakage in 1.3 μm AlGaInAs/InP quantum well lasers using multiquantum barrier. *Applied physics letters*, 72(17) :2090–2092, 1998.
- [108] J. Piprek, J. K. White, and A. J. SpringThorpe. What limits the maximum output power of long-wavelength AlGaInAs/InP laser diodes? *IEEE journal of quantum electronics*, 38(9) :1253–1259, 2002.
- [109] L.-H. Chen, J. Mattos, F. Prince, and N. Patel. Spatially resolved observation of carrier leakage in 1.3- μm $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ lasers. *Applied Physics Letters*, 44(5) :520–522, 1984.
- [110] W. Zhuang, B. Zheng, J. Xu, Y. Li, J. Xu, and P. Chen. Carrier loss resulting from Auger recombination in InGaAsP/InP double heterojunction laser diodes : Spectroscopy of 950 nm high energy emission. *IEEE journal of quantum electronics*, 21(6) :712–715, 1985.
- [111] P. Thijs, J. Binsma, E. Young, and W. Van Gils. High temperature operation of $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ tensile strained multiple quantum well SIPBH lasers. *Electronics Letters*, 27(10) :791–793, 1991.

-
- [112] C. Zah, R. Bhat, B. Pathak, C. Caneau, F. Favire, N. Andreadakis, D. Hwang, M. Koza, C. Chen, and T. Lee. Low threshold 1.5 μm tensile-strained single quantum well lasers. *Electronics Letters*, 27(16) :1414–1416, 1991.
- [113] J. Barrau, B. Brousseau, M. Brousseau, R. Simes, and L. Goldstein. Novel principle of confinement in quantum-well structures. *Electronics Letters*, 28(8) :786–788, 1992.
- [114] M. Asada, A. Kameyama, and Y. Suematsu. Gain and intervalence band absorption in quantum-well lasers. *IEEE journal of Quantum Electronics*, 20(7) :745–753, 1984.
- [115] A. R. Adams, M. Asada, Y. Suematsu, and S. Arai. The temperature dependence of the efficiency and threshold current of In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} lasers related to intervalence band absorption. *Japanese Journal of Applied Physics*, 19(10) :L621, 1980.
- [116] M. Asada, A. Adams, K. Stubkjaer, Y. Suematsu, Y. Itaya, and S. Arai. The temperature dependence of the threshold current of GaInAsP/InP DH lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(5) :611–619, 1981.
- [117] G. Childs, S. Brand, and R. Abram. Intervalence band absorption in semiconductor laser materials. *Semiconductor science and technology*, 1(2) :116, 1986.
- [118] J.-W. Pan and J.-I. Chyi. Theoretical study of the temperature dependence of 1.3- μm AlGaInAs-InP multiple-quantum-well lasers. *IEEE journal of quantum electronics*, 32(12) :2133–2138, 1996.
- [119] P. Thijs, L. Tiemeijer, J. Binsma, and T. Van Dongen. Strained-layer InGaAs (P) quantum well semiconductor lasers and semiconductor laser amplifiers. *Philips Journal of Research*, 49(3) :187–224, 1995.
- [120] M. S. Hybertsen. Band offset transitivity at the InGaAs/InAlAs/InP (001) heterointerfaces. *Applied physics letters*, 58(16) :1759–1761, 1991.
- [121] E. Bigan. *Etude des effets d'électro-absorption en onde guidée pour la modulation d'intensité lumineuse à 1,55 μm* . Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud Centre d'Orsay, 1991.
- [122] R. L. Greene, K. K. Bajaj, and D. E. Phelps. Energy levels of Wannier excitons in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum-well structures. *Physical Review B*, 29(4) :1807, 1984.
- [123] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus. Band-edge electroabsorption in quantum well structures : the quantum-confined Stark effect. *Physical Review Letters*, 53(22) :2173, 1984.
- [124] F. Devaux. *Fabrication, caractérisation et mise en oeuvre des modulateurs électro-absorbants en onde guidée à 1,55 μm pour les liaisons à très haut débit*. Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud Centre d'Orsay, 1993.
- [125] T. H. Wood, J. Z. Pastalan, C. A. Burrus Jr, B. C. Johnson, B. I. Miller, U. Koren, M. G. Young, et al. Electric field screening by photogenerated holes in multiple quantum wells : a new mechanism for absorption saturation. *Applied Physics Letters*, 57(11) :1081–1083, 1990.
- [126] T. H. Wood, T. Chang, J. Pastalan, C. Burrus, N. J. Sauer, and B. Johnson. Increased optical saturation intensities in GaInAs multiple quantum wells by the use of AlGaInAs barriers. *Electronics letters*, 27(3) :257–259, 1991.

- [127] T. Ido, H. Sano, S. Tanaka, and H. Inoue. Frequency-domain measurement of carrier escape times in MQW electro-absorption optical modulators. *IEEE Photonics Technology Letters*, 7(12) :1421–1423, 1995.
- [128] A. M. Fox, D. A. Miller, G. Livescu, J. Cunningham, and W. Y. Jan. Quantum well carrier sweep out : relation to electroabsorption and exciton saturation. *IEEE journal of quantum electronics*, 27(10) :2281–2295, 1991.
- [129] A. Fox, D. Miller, G. Livescu, J. Cunningham, J. Henry, and W. Jan. Exciton saturation in electrically biased quantum wells. *Applied physics letters*, 57(22) :2315–2317, 1990.
- [130] S. Bouchoule, C. Kazmierski, D. Mathoorasing, A. Ougazzaden, and J.-Y. Marzin. Barrier strain influence on the high-speed properties of compressively strained InGaAsP multiquantum-well laser structures. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3(2) :330–335, 1997.
- [131] G. Bastard, E. Mendez, L. Chang, and L. Esaki. Exciton binding energy in quantum wells. *Physical Review B*, 26(4) :1974, 1982.
- [132] G. Bastard, E. Mendez, L. Chang, and L. Esaki. Variational calculations on a quantum well in an electric field. *Physical Review B*, 28(6) :3241, 1983.
- [133] S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla, W. H. Knox, and D. A. Miller. How fast is excitonic electroabsorption? *Optics letters*, 15(1) :60–62, 1990.
- [134] M. Sugiyama, H.-j. Oh, Y. Nakano, and Y. Shimogaki. Polycrystals growth on dielectric masks during InP/GaAs selective MOVPE. *Journal of crystal growth*, 261(2) :411–418, 2004.
- [135] Y. Sakata, Y. Inomoto, and K. Komatsu. Surface migration effect and lateral vapor-phase diffusion effect for InGaAsP/InP narrow-stripe selective metal-organic vapor-phase epitaxy. *Journal of crystal growth*, 208(1) :130–136, 2000.
- [136] J. Gierak, D. Mailly, G. Faini, J. Pelouard, P. Denk, F. Pardo, J. Marzin, A. Septier, G. Schmid, J. Ferré, R. Hydman, C. Chappert, J. Flicstein, B. Gayral, and J. Gérard. Nano-fabrication with focused ion beams. *Microelectronic Engineering*, 57-58(0) :865 – 875, 2001. Micro- and Nano-Engineering 2000.
- [137] T. Fujii, K. Iwasaki, M. Munekane, T. Takeuchi, M. Hasuda, T. Asahata, M. Kiyohara, T. Kogure, Y. Kijima, and T. Kaito. A nanofactory by focused ion beam. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 15 :S286–S291, 2005.
- [138] C.-S. Kim, S.-H. Ahn, and D.-Y. Jang. Review : Developments in micro/nanoscale fabrication by focused ion beams. *Vacuum*, 86(8) :1014 – 1035, 2012.
- [139] L. Giannuzzi and F. Stevie. A review of focused ion beam milling techniques for TEM specimen preparation. *Micron*, 30(3) :197–204, 1999.
- [140] D. K. Bowen and B. K. Tanner. *High resolution X-ray diffractometry and topography*. CRC press, 2005.
- [141] J. Als-Nielsen and D. McMorrow. *Elements of modern X-ray physics*. John Wiley & Sons, 2011.

- [142] S. Maeo, M. Krämer, and K. Taniguchi. Development of a microfocus x-ray tube with multiple excitation sources. *The Review of scientific instruments*, 80(3) :033108–033108, 2009.
- [143] J. Wiesmann, J. Graf, C. Hoffmann, A. Hembd, C. Michaelsen, N. Yang, H. Cordes, B. He, U. Preckwinkel, and K. Erlacher. X-Ray Diffractometry with Low Power Microfocus Sources—New Possibilities in the Lab. *Particle & Particle Systems Characterization*, 26(3) :112–116, 2009.
- [144] E. Lifshin. *X-ray Characterization of Materials*. John Wiley & Sons, 2008.
- [145] R. Knox and P. Toullos. Integrated circuits for the millimeter through optical frequency range. In *Proc. Symp. Submillimeter Waves*, volume 20, pages 497–515. Brooklyn, NY, 1970.
- [146] S. Gouraud. *Croissance sélective d'InP dopé Fer par MOVPE assistée par Tertio-Butyle de Chlore (TBCl). Application à la réalisation de modulateurs électro-optiques à base de GaInAsP et d'AlGaInAs sur substrat InP*. Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal - Clermont II, 2005.
- [147] M. Sugawara, M. Kondo, K. Nakai, A. Yamaguchi, and K. Nakajima. Activation ratio of Fe in Fe-doped semi-insulating InP epitaxial layers grown by liquid phase epitaxy and metalorganic chemical vapor deposition. *Applied physics letters*, 50(20) :1432–1434, 1987.
- [148] D. Robein, C. Kazmierski, A. Pougnet, and B. Rose. Iron incorporation in InP layers using a ferrocene source in atmospheric pressure MOVPE. *Journal of crystal growth*, 108(3-4) :554–560, 1991.
- [149] D. Knight and B. Emmerstorfer. Incorporation and activation of Fe in InP using low pressure MOCVD. *Journal of crystal growth*, 125(3) :449–456, 1992.
- [150] C. Kazmierski, D. Robein, and Y. Gao. Universal iron behaviour in Zn-, Cd- and Be-doped p-type InP. *Journal of crystal growth*, 116(1-2) :75–80, 1992.
- [151] S. Bouchoule, J. Decobert, S. Grosmaire, D. Leclerc, and C. Kazmierski. Low-capacitance laser heterostructure selectively buried in SI-InAlAs by AP-MOVPE. In *Optical Communication, 2001. ECOC'01. 27th European Conference on*, volume 2, pages 120–121. IEEE, 2001.
- [152] T. Wolf, T. Zinke, A. Krost, H. Scheffler, H. Ullrich, D. Bimberg, and P. Harde. Fe and Ti doping of InP grown by metalorganic chemical-vapor deposition for the fabrication of thermally stable high-resistivity layers. *Journal of applied physics*, 75(8) :3870–3881, 1994.
- [153] H. Venghaus and N. Grote. *Fibre Optic Communication*. Springer, 2012.
- [154] J. Wang and K. Petermann. Small signal analysis for dispersive optical fiber communication systems. *Journal of Lightwave Technology*, 10(1) :96–100, 1992.
- [155] T. Dennis and P. A. Williams. Chirp characterization of external modulators with finite extinction ratio using linear optical sampling. *IEEE Photonics Technology Letters*, 22(9) :646–648, 2010.

- [156] S. Zhang, X. Zou, H. Wang, Y. Zhang, H. Li, and Y. Liu. Fiber chromatic dispersion measurement with improved measurement range based on chirped intensity modulation. *Photonics Research*, 2(4) :B26–B30, 2014.
- [157] Y. Matsui, D. Mahgerefteh, X. Zheng, C. Liao, Z. F. Fan, K. McCallion, and P. Tayebati. Chirp-managed directly modulated laser (CML). *IEEE Photonics Technology Letters*, 18(2) :385–387, 2006.
- [158] D. Mahgerefteh, Y. Matsui, X. Zheng, and K. McCallion. Chirp managed laser and applications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 16(5) :1126–1139, 2010.
- [159] I. Tomkos, B. Hallock, I. Roudas, R. Hesse, A. Boskovic, J. Nakano, and R. Vodhanel. 10-Gb/s transmission of 1.55- μm directly modulated signal over 100 km of negative dispersion fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(7) :735–737, 2001.
- [160] W. Kobayashi, T. Fujisawa, T. Ito, S. Kanazawa, Y. Ueda, and H. Sanjoh. Advantages of EADFB laser for 25 Gbaud/s 4-PAM (50 Gbit/s) modulation and 10 km single-mode fibre transmission. *Electronics Letters*, 50(9) :683, 2014.
- [161] F. Devaux, Y. Sorel, and J. Kerdiles. Chirp measurement and transmission experiment at 10 Gbit/s with Wannier-Stark modulator. *Electronics letters*, 29(9) :814–816, 1993.
- [162] F. Devaux, Y. Sorel, and J. Kerdiles. Simple measurement of fiber dispersion and of chirp parameter of intensity modulated light emitter. *Journal of Lightwave Technology*, 11(12) :1937–1940, 1993.
- [163] K. David, J. Buus, G. Morthier, and R. Baets. Coupling coefficients in gain-coupled DFB lasers : inherent compromise between coupling strength and loss. *IEEE Photonics Technology Letters*, 3(5) :439–441, 1991.
- [164] H. Kogelnik and C. Shank. Stimulated emission in a periodic structure. *Applied Physics Letters*, 18(4) :152–154, 1971.
- [165] M. Nakamura, A. Yariv, H. Yen, S. Somekh, and H. Garvin. Optically pumped GaAs surface laser with corrugation feedback. *Applied Physics Letters*, 22(10) :515–516, 1973.
- [166] M. Pospiech and S. Liu. Laser diodes. An introduction. *University of Hannover, Germany*, 2004.
- [167] H. Debregeas-Sillard. *Lasers accordables en longueur d’onde intégrés sur matériaux semi-conducteur*. Thèse de Doctorat, Université Paris 11, Orsay, 2007.
- [168] H. Kogelnik and C. Shank. Coupled-wave theory of distributed feedback lasers. *Journal of applied physics*, 43(5) :2327–2335, 1972.
- [169] W. Streifer, D. Scifres, and R. Burnham. Coupling coefficients for distributed feedback single-and double-heterostructure diode lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 11(11) :867–873, 1975.
- [170] K. Otsubo, M. Matsuda, K. Takada, S. Okumura, M. Ekawa, H. Tanaka, S. Ide, K. Mori, and T. Yamamoto. 1.3- μm AlGaInAs multiple-quantum-well semi-insulating buried-heterostructure distributed-feedback lasers for high-speed direct modulation. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15(3) :687–693, 2009.

- [171] M. A. Afromowitz. Refractive index of Ga_{1-x}Al_xAs. *Solid State Communications*, 15(1) :59–63, 1974.
- [172] Y. Matsui, T. Pham, W. Ling, R. Schatz, G. Carey, H. Daghighian, T. Sudo, and C. Roxlo. 55-GHz Bandwidth Short-Cavity Distributed Reflector Laser and its Application to 112-Gb/s PAM-4. In *Optical Fiber Communication Conference*, pages Th5B–4. Optical Society of America, 2016.
- [173] C.-E. Zah, R. Bhat, B. N. Pathak, F. Favire, W. Lin, M. Wang, N. C. Andreadakis, D. Hwang, M. Koza, T.-P. Lee, et al. High-performance uncooled 1.3- μm Al_xGa_yIn_{1-xy}As/InP strained-layer quantum-well lasers for subscriber loop applications. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(2) :511–523, 1994.
- [174] T. Fukamachi, K. Adachi, K. Shinoda, T. Kitatani, S. Tanaka, M. Aoki, and S. Tsuji. Wide temperature range operation of 25-Gb/s 1.3- μm InGaAlAs directly modulated lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(5) :1138–1145, 2011.
- [175] W. Kobayashi, T. Ito, T. Yamanaka, T. Fujisawa, Y. Shibata, T. Kurosaki, M. Koh-toku, T. Tadokoro, and H. Sanjoh. 50-Gb/s direct modulation of a 1.3- μm InGaAlAs-based DFB laser with a ridge waveguide structure. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 19(4) :1500908–1500908, 2013.
- [176] C. Henry. Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(2) :259–264, 1982.
- [177] G. Li, P. Yu, W. Chang, K. Loi, C. Sun, and S. Pappert. Concise RF equivalent circuit model for electroabsorption modulators. *Electronics Letters*, 36(9) :1, 2000.
- [178] K. Morito, R. Sahara, K. Sato, and Y. Kotaki. Penalty-free 10 Gb/s NRZ transmission over 100 km of standard fiber at 1.55 μm with a blue-chirp modulator integrated DFB laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(3) :431–433, 1996.
- [179] M. R. Gokhale, P. V. Studenkov, J. Ueng-McHale, J. Thomson, J. Yao, and J. van Saders. Uncooled, 10Gb/s 1310nm electroabsorption modulated laser. In *Proc. OFC*, volume 3, 2003.
- [180] T. Saito, T. Yamatoya, Y. Morita, E. Ishimura, C. Watatani, T. Aoyagi, and T. Ishikawa. Clear eye opening 1.3 micrometer-25/43Gbps EML with novel tensile-strained asymmetric QW absorption layer. *ECOC 2009*, 2009.
- [181] T. Fujisawa, K. Takahata, W. Kobayashi, T. Tadokoro, N. Fujiwara, S. Kanazawa, and F. Kano. 1.3- μm , 50-Gbit/s EADFB Lasers for 400GbE. In *Optical Fiber Communication Conference*, page OWD4. Optical Society of America, 2011.
- [182] H. Klein, C. Bornholdt, G. Przyrembel, A. Sigmund, W.-D. Molzow, H.-G. Bach, and M. Moehrle. 56 Gbit/s InGaAlAs-MQW 1300 nm electroabsorption-modulated DFB-lasers with impedance matching circuit. In *IET Conference Proceedings*. The Institution of Engineering & Technology, 2013.
- [183] T. Tatsumi, N. Itabashi, K. Tanaka, A. Ugai, T. Abe, and S. Ogita. 1.3 μm , 28-Gbaud 4-PAM EML Module Targeting to 400GbE. In *2014 International Semiconductor Laser Conference*, 2014.

- [184] U. Troppenz, M. Narodovitch, C. Kottke, G. Przyrembel, W.-D. Molzow, A. Sigmund, H.-G. Bach, and M. Moehrle. 1.3 μm Electroabsorption Modulated lasers for PAM4/PAM8 single channel 100 Gb/s. In *26th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, pages 1–2. IEEE, 2014.
- [185] S. Franssila. *Introduction to microfabrication*. John Wiley & Sons, 2010.
- [186] J.-G. Provost and F. Grillot. Measuring the chirp and the linewidth enhancement factor of optoelectronic devices with a Mach–Zehnder interferometer. *IEEE Photonics Journal*, 3(3) :476–488, 2011.

Annexe A

Obtention de l'équation

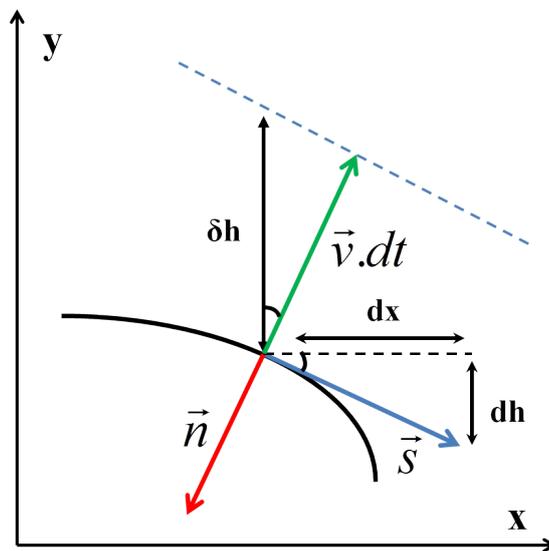


FIGURE A.1 – Paramétrage d’une interface : \vec{n} est le vecteur normal à l’interface pour une particule incidente, \vec{s} est le vecteur tangent à la surface et $\vec{v}.dt$ représente la variation d’épaisseur normale à la surface.

Le travail présenté dans cette annexe et le résultat d’une collaboration avec Alvaro D. B. Maia lors de son post-doctorat à l’institut Jean le Rond d’Alembert.

A.1 Le paramétrage

Nous nous plaçons dans le cas général d’une croissance balistique où des particules s’ajoute à la surface d’un matériau. Localement la croissance s’interprète comme une surface plane qui se propage dans une direction normale à l’interface. Pour clarifier l’écriture des équations, nous écrirons $h(x, t)$ simplement h . On considère une variation faible de la hauteur dh sur une petite distance dx . On peut définir par projection (voir figure A.1) un vecteur tangent \vec{s} sur la base des vecteurs orthogonaux et unitaires \hat{x} et \hat{z} tel que $\vec{s} \propto dx\hat{x} + dh\hat{z}$. En choisissant la normalisation appropriée on peut définir un vecteur

tangent unitaire et un vecteur normal unitaire tels que :

$$\vec{s} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2}} \hat{x} + \frac{\frac{\partial h}{\partial x}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2}} \hat{z}, \quad (\text{A.1})$$

$$\vec{n} = \frac{\frac{\partial h}{\partial x}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2}} \hat{x} - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2}} \hat{z}. \quad (\text{A.2})$$

A.2 La modification de la hauteur

Afin de prendre en compte la croissance latérale dans la modélisation, on ajoute une particule à la surface. La croissance a lieu localement à l'interface générant une augmentation de la hauteur δh comme indiqué sur la figure A.1 (b).

$$\delta h = \sqrt{(v\delta t)^2 + \left(v\delta t \frac{\partial h}{\partial x}\right)^2} = v\delta t \sqrt{1 + \left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2}, \quad (\text{A.3})$$

où v peut être identifié comme la vitesse de croissance issu du flux J de matériaux tel que $v = \vec{J} \cdot \vec{n} = -D \vec{\nabla} N \cdot \vec{n}$, ce qui donne l'évolution du profil de la hauteur en fonction du temps :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\sqrt{1 + \left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2} D (\vec{\nabla} N \cdot \vec{n}). \quad (\text{A.4})$$

En utilisant le paramétrage de \vec{n} l'équation A.4 devient :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = D \left[\left(\frac{\partial N}{\partial z} \right)_{z=h} - \left(\frac{\partial N}{\partial x} \right)_{z=h} \frac{\partial h}{\partial x} \right]. \quad (\text{A.5})$$

Comme la hauteur h est petite devant les dimensions de la fenêtre de calcul ($h \ll L$) et les pentes sont faibles ($|\frac{\partial h}{\partial x}| \ll 1$), nous développons $\frac{\partial N}{\partial x} \Big|_{z=h}$ et $\frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=h}$ autour de $z = 0$ ce qui donne :

$$\frac{\partial N}{\partial x} \Big|_{z=h} = \frac{\partial N}{\partial x} \Big|_{z=0} + h \frac{\partial^2 N}{\partial x \partial z} \Big|_{z=0} + O(h^2),$$

$$\frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=h} = \frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=0} + h \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} \Big|_{z=0} + \frac{h^2}{2} \frac{\partial^3 N}{\partial z^3} \Big|_{z=0} + O(h^3).$$

En introduisant ces termes dans l'équation A.5, on obtient :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = D \left[- \left(\frac{\partial N}{\partial x} \right)_{z=0} \frac{\partial h}{\partial x} - \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial z} \right)_{z=0} h \frac{\partial h}{\partial x} + \left(\frac{\partial N}{\partial z} \right)_{z=0} + \left(\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} \right)_{z=0} h + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^3 N}{\partial z^3} \right)_{z=0} h^2 \right].$$

La condition de concentration du modèle VPD est toujours vrai. Nous avons donc $\nabla^2 N = 0$, ce qui se traduit par $\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} = -\frac{\partial^2 N}{\partial x^2}$. Ensuite on peut utiliser $h \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{\partial h^2}{\partial x}$.

$$\frac{\partial h}{\partial t} = D \left[\overbrace{\left(\frac{\partial N}{\partial z} \right)_{z=0}}^{\text{1er terme}} - \overbrace{\left(\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \right)_{z=0}}^{\text{2ème terme}} h - \overbrace{\left(\frac{\partial N}{\partial x} \right)_{z=0}}^{\text{3ème terme}} \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{1}{2} \overbrace{\left(\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial z} \right)_{z=0}}^{\text{4ème terme}} \frac{\partial h^2}{\partial x} + \frac{1}{2} \overbrace{\left(\frac{\partial^3 N}{\partial z^3} \right)_{z=0}}^{\text{5ème terme}} h^2 \right].$$

Ainsi en posant les coefficients suivants :

$$\begin{aligned} v_0 &= D \left(\frac{\partial N}{\partial z} \right)_{z=0} & \sigma &= D \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \right)_{z=0} \\ \nu &= D \left(\frac{\partial N}{\partial x} \right)_{z=0} & \lambda &= D \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial z} \right)_{z=0} \\ \beta &= D \left(\frac{\partial^3 N}{\partial z^3} \right)_{z=0}, \end{aligned} \tag{A.6}$$

on obtient l'équation simplifiée de la variation du profil de hauteur :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = v_0 - \sigma h - \nu \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{\lambda}{2} \frac{\partial h^2}{\partial x} + \frac{\beta}{2} h^2. \tag{A.7}$$

Annexe B

Le cas analytique local

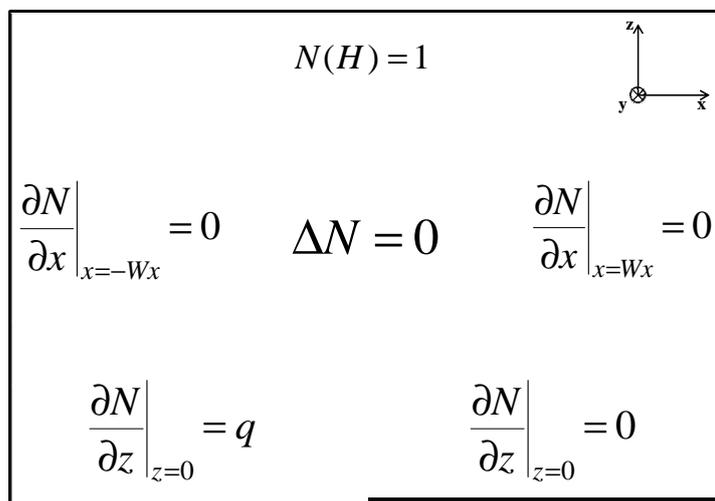


FIGURE B.1 – Domaine de calcul avec la condition aux limites du problème local.

B.1 Les conditions du problème

On se place dans le cadre du modèle VPD avec un masque. L'équation à résoudre est donc $\Delta N = 0$. Les conditions aux limites aux bords de la fenêtre de calcul sont de type Neumann de la forme $\frac{\partial N}{\partial x} = 0$ avec les conditions aux limites mixtes suivantes en $z = 0$:

$$\frac{\partial N}{\partial z} = q \quad \text{si } x < 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial N}{\partial z} = 0 \quad \text{sinon,} \quad (\text{B.1})$$

où q est une valeur de flux constante. Comme dans le cas du modèle VPD, le flux vertical est considéré comme laminaire ce qui donne une concentration constante sur le haut de la fenêtre que nous fixerons à $N(H) = 1$. L'ensemble des conditions aux limites est résumé sur la figure 2.9.

B.2 La résolution du problème

Le développement de cette solution a été réalisée par Pierre-Yves Lagrée. Afin de résoudre l'équation de conservation de la masse $\Delta N = 0$, nous allons utiliser l'opérateur Laplacien dans des coordonnées cylindriques (r, θ) en deux dimensions :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial N}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial}{\partial \theta^2} N \right) = 0. \quad (\text{B.2})$$

En utilisant une solution aux variables séparées de type $N(r, \theta) = R(r) \Theta(\theta)$, on montre que l'équation B.2 devient :

$$\left(\frac{R'(r)}{rR(r)} + \frac{R''(r)}{R(r)} \right) r^2 = - \frac{\Theta''(\theta)}{\Theta(\theta)}. \quad (\text{B.3})$$

Comme nous avons une fonction de r qui est égale à une fonction de θ , les deux termes sont égaux à une constante que nous choisirons négative (une constante positive ne convient pas pour les conditions aux limites). Nous avons donc un nouveau système d'équations :

$$\left(\frac{R'(r)}{rR(r)} + \frac{R''(r)}{R(r)} \right) r^2 = k^2 \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{\Theta''(\theta)}{\Theta(\theta)} = -k^2, \quad (\text{B.5})$$

où k est réel. En utilisant le changement de variable $\rho = \log(r)$, les termes dérivées de B.4 deviennent :

$$R'(r) = \frac{R'(\rho)}{r}, \quad R''(r) = \frac{R''(\rho)}{r^2}.$$

L'équation B.4 devient $R''(\rho) = k^2 R(\rho)$ ce qui donne une solution du type

$$R(r) = a r^k + b r^{-k}. \quad (\text{B.6})$$

La résolution de l'équation B.5 donne une solution du type :

$$\Theta(\theta) = c \cos(k\theta) + d \sin(k\theta), \quad (\text{B.7})$$

d'où une solution générale de l'équation B.2 de la forme :

$$N(r, \theta) = r^k (A \cos(k\theta) + B \sin(k\theta)) + r^{-k} (C \cos(k\theta) + D \sin(k\theta)) \quad (\text{B.8})$$

Cependant cette solution présente l'inconvénient de ne pas pouvoir imposer les conditions aux limites de flux dont nous avons besoin à la surface. Mais on peut quand même remarquer qu'elle nous donne des valeurs propres de l'opérateur Laplacien du type $r^k f(\theta)$ avec $f(\theta) = A \cos(k\theta) + B \sin(k\theta)$ tel que :

$$\Delta(r^k f(\theta)) = (f'' + k^2 f)r^{k-2} = 0 \quad \text{soit} \quad f'' + k^2 f = 0.$$

L'idée va donc d'essayer de construire une nouvelle solution du Laplacien à partir de différentes fonctions. Nous allons commencer par construire une nouvelle fonction $F(r)$ et la multiplier par une valeur propre $r^k f(\theta)$ du Laplacien :

$$\Delta(F(r)r^k f(\theta)) = (r^{k-2} f(\theta))[(2k+1)rF'(r) + r^2 F''(r)].$$

Nous nous retrouvons de nouveau avec une équation aux variables séparées qui, si les dérivées de F ne s'annulent pas, donne la relation suivante :

$$(2k+1)rF'(r) + r^2 F''(r) = \alpha.$$

Ensuite on construit une autre fonction g où telle que,

$$\Delta(r^k g(\theta)) = (g'' + k^2 g)r^{k-2} \neq 0.$$

Enfin on construit une dernière fonction ϕ , solution du Laplacien, combinaison linéaire de f et g telle que $\phi = F(r)r^k f(\theta) + r^k g(\theta)$ dont le Laplacien est :

$$\Delta(r^k g(\theta) + F(r)r^k f(\theta)) = [(g'' + k^2 g) + \alpha f(\theta)]r^{k-2}. \quad (\text{B.9})$$

Afin de déterminer la solution ϕ , il est nécessaire de résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} g'' + k^2 g + \alpha f(\theta) = 0, \\ (2k+1)rF'(r) + r^2 F''(r) = \alpha. \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

Les solutions de ce système en utilisant les conditions aux limites, sont de la forme :

$$\begin{cases} g(\theta) = k \cos(\theta) + \frac{\theta \sin(\theta)}{\pi}, \\ F(r) = \frac{\alpha \log(r) - a r^{-2k}}{2k}. \end{cases} \quad (\text{B.11})$$

L'expression de la fonction ϕ convient ce qui nous donne une solution local de la forme :

$$N(r, \theta) = -q \left[c_1 r \cos\theta + \frac{1}{\pi} r \theta \sin\theta - \frac{1}{\pi} r \log(r) \cos\theta + c_0 \right]. \quad (\text{B.12})$$

B.3 Le calcul des termes nécessaires à la modélisation

En se plaçant de nouveau en coordonnées cartésiennes grâce aux changements de variable $r^2 = x^2 + z^2$ et $\tan(\theta) = \frac{z}{x}$, on peut écrire la concentration sous la forme suivante :

$$N(x, z) = -q \left[c_1 x + \frac{1}{\pi} z \arctan\left(\frac{z}{x}\right) - \frac{1}{\pi} x \log\left(\sqrt{x^2 + z^2}\right) + c_0 \right]. \quad (\text{B.13})$$

Les différentes dérivées qui sont utiles pour la détermination des termes du chapitre 2 sont développées :

$$\frac{\partial N}{\partial x} = - \left[c_1 + \frac{x^2}{\pi(x^2 + z^2)} + \frac{z^2}{\pi x^2 \left(1 + \frac{z^2}{x^2}\right)} \log\left(\sqrt{x^2 + z^2}\right) \right]. \quad (\text{B.14})$$

$$\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = \frac{-2x^3}{\pi(x^2 + z^2)^2} + \frac{3x}{\pi(x^2 + z^2)} + \frac{2z^4}{\pi x^5 \left(1 + \frac{z^2}{x^2}\right)^2} - \frac{2z^2}{\pi x^3 \left(1 + \frac{z^2}{x^2}\right)}. \quad (\text{B.15})$$

$$\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial y} = \frac{-2x^2 z}{\pi(x^2 + z^2)^2} + \frac{z}{\pi(x^2 + z^2)} - \frac{2z^3}{\pi x^4 \left(1 + \frac{z^2}{x^2}\right)^2} + \frac{2z}{\pi x^2 \left(1 + \frac{z^2}{x^2}\right)}. \quad (\text{B.16})$$

$$\frac{\partial^3 N}{\partial y^3} = \frac{8xz^3}{\pi(x^2 + z^2)^3} - \frac{6xz}{\pi(x^2 + z^2)^2} - \frac{8z^3}{\pi x^5 \left(1 + \frac{z^2}{x^2}\right)^3} + \frac{8z}{\pi x^3 \left(1 + \frac{z^2}{x^2}\right)^2}. \quad (\text{B.17})$$

La nouvelle génération est épouvantable. J'aimerais tellement en faire partie !

Oscar Wilde