



HAL
open science

Modulateurs à base de puits quantiques Ge/SiGe pour la photonique sur silicium

Mohamed Saïd Rouifed

► **To cite this version:**

Mohamed Saïd Rouifed. Modulateurs à base de puits quantiques Ge/SiGe pour la photonique sur silicium. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112178 . tel-01078229

HAL Id: tel-01078229

<https://theses.hal.science/tel-01078229>

Submitted on 28 Oct 2014

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 PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 422 :
SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION DES TÉLÉCOMMUNICATIONS
ET DES SYSTÈMES

Laboratoire : Institut l'électronique fondamentale

THÈSE DE DOCTORAT

PHYSIQUE

par

Mohamed Saïd ROUIFED

Modulateurs à base de puits quantiques Ge/SiGe pour la
photonique sur silicium

Date de soutenance : 12/09/2014

Composition du jury :

Directrice de thèse :	Delphine MARRIS-MORINI	Maître de conférences (IEF, Paris sud)
Rapporteurs :	Abderrahim RAMDANE Didier DECOSTER	Directeur de recherche (LPN, CNRS) Professeur des universités (IEMN-université Lille-1)
Examineurs :	Béatrice DAGENS Charles BAUDOT Guang-Hua DUAN	Directrice de recherche (IEF, CNRS) Chercheur (STMicroelectronics) Chercheur (III-V LAB)

Remerciements

Ces travaux de recherche se sont déroulés au laboratoire d'Institut d'Electronique Fondamentale (IEF) dans le groupe de recherche micro et nano-dispositifs photonique sur silicium (MINAPHOT).

Je commencerai à remercier celle qui était à l'origine de ce grand projet de recherche, ma directrice de thèse Delphine Marris-Morini. Je lui suis éternellement reconnaissant pour tout ce qu'elle m'a apporté durant ces trois ans de thèse et une année de master. Sa disponibilité, ses conseils avisés, son énergie et son enthousiasme m'ont considérablement aidé et encouragé à progresser tout au long de ma thèse. J'ai eu le plaisir et surtout la chance de travailler sous ta direction, en toute modestie tu es une directrice exemplaire Delphine.

J'adresse mes respectueux remerciements à Laurent VIVIEN, directeur de recherche CNRS qui a bien voulu m'accepter dans son laboratoire pour l'élaboration de cette thèse. Je lui suis également reconnaissant de m'avoir aidé sur les bancs de mesures optiques. Qu'il trouve en ces quelques mots ma reconnaissance et ma gratitude pour ces précieux conseils et sa disponibilité.

Je suis particulièrement sensible à l'honneur que m'ont fait Didier DECOSTER, Professeur à IEMN de Lille et Abderrahim RAMDANE, Directeur de recherche au LPN d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce présent manuscrit. Je tiens à remercier également Beatrice DAGENS, Charles BAUDOT et Guang-Hua DUAN de m'avoir fait l'honneur de faire partie du jury lors de ma soutenance.

Je tiens à remercier Papichaya CHAISAKUL, avec qui j'ai eu à travailler pendant deux ans. Qu'il trouve ici mes sincères remerciements pour toutes les formations en salle blanche et les techniques qu'il m'a appris sur la fabrication nanotechnologie. Je te souhaite une grande réussite pour ton post-doc au Japon. Mes grands remerciements vont au maître technologue de notre équipe, Xavier LE ROUX. Son implication, ses conseils, ainsi que sa grande disponibilité m'ont permis de concevoir et de fabriquer mon modulateur intégré sur SOI d'une manière rigoureuse et efficace. Ses solutions technologiques qu'il n'a pas cessé de me prodiguer pendant un an, ont permis à cet échantillon de sortir de la salle blanche et finalement de voir le jour. Je tiens à saisir cette occasion pour remercier nos collaborateurs en Italie, Jacopo Frigerio, Danny Chrastina et Giovanni Isella pour leur excellent travail sur l'épitaxie des structures.

J'ai sincèrement appréciée durant ces années la bonne et chaleureuse ambiance entretenue par les doctorants du laboratoire que je remercie vivement, en commençant par mes deux collègues espagnoles du bureau, Nicolas Abadia et Diego Perez-Galacho avec qui j'ai partagé cet espace agréable et surtout le fameux « Tableau blanc ». Melissa Ziebell, Je tiens à la remercier pour sa disponibilité et ses aides sur les bancs de mesures!

Nicolas Izard et Adrien Noury, les nanotubistes du groupe, merci pour leurs soutiens et aides qu'ils ont apporté durant cette période, je leurs souhaite une bonne continuation et beaucoup de succès pour le laser à base des nanotubes! Je souhaite également une très bonne réussite pour les autres doctorants ou futur-doctorants, Pedro, Weiwei, Samuel, Vladislav et surtout beaucoup de publications. Sans oublier Samson, avec ses blagues de tous les jours, Merci! Que ceux qui se sentent oubliés, trouvent dans cette phrase ma profonde gratitude et mes remerciements pour l'aide et le soutien apporté durant ces années.

Je suis immensément reconnaissant à ma chère mère et sœur qui m'ont soutenu tout au long de ma vie. Je leur dois beaucoup. Qu'elles trouvent dans ce manuscrit toute ma reconnaissance et le signe que je suis enfin arrivé au bout. Une pieuse pensée pour mon père aussi, j'espère que j'ai été à la hauteur de ses rêves !

Enfin, comme dirait un poète de chez nous, «même si chaque étoile dans le ciel est un mot», cela ne saurait suffire pour exprimer tout ce que je dois à Sonia (tatamyou!), pour son soutien, ses encouragements constants, sa compréhension et la patience dont elle a su s'armer tout au long de ces deux dernières années.

Paris, le 20 Aout 2014

□ .○ ∴ ≋ ≋ ∴ ∧

Liste des figures

Figure 1 : Schéma de coupe d'un composant CMOS	10
Figure 2 : Evolution de la fréquence des processeurs x86 ainsi que la dissipation thermique au cours de la dernière décennie	11
Figure 3 : Processeur 3ème génération d'Intel : 1,4 milliard de transistors sur une surface de 16mm^2	12
Figure 4 : Schéma des différents éléments constituant un lien optique	15
Figure 5 : Laser ruban	16
Figure 6 : Les différents guides d'ondes. (a) guide planaire, (b) guide ruban, (c) guide en arête.	17
Figure 7 : Représentation générale de la modulation de l'intensité optique	19
Figure 8 : Spectre d'absorption des semi-conducteurs en fonction de la longueur d'onde.....	21
Figure 9 : bande de valence et de conduction d'un semi-conducteur lors de l'application d'un champ électrique extérieur	23
Figure 10 : Spectre de transmission des différents modulateurs à EFK à base de Ge et SiGe	24
Figure 11 : (a) : Puits quantique en présence et en absence d'un champ électrique et le comportement des fonctions d'onde dans la bande de valence et de conduction. (b) : Spectre d'absorption d'une structure GaAs/AlGaAs en fonction d'un champ électrique avec une polarisation TE de l'onde incidente (champ électrique en (a)= 10^4V/cm , (b)= $4.7*10^4\text{V/cm}$, (c)= $7.3*10^4\text{V/cm}$).....	25
Figure 12 : Spectre d'absorption de la structure à puits quantiques Ge/Si _{0.15} Ge _{0.85}	26
Figure 13 : (a) spectre d'absorption du modulateur aux différentes tensions de polarisation, (b) la transmission optique en fonction de la fréquence de polarisation.....	27
Figure 14 : (a) : le modulateur intégré avec un guide d'onde SOI (b) Taux d'extinction déduit de la mesure du photocourant, la bande C est encadré en rouge.....	28
Figure 15: Structure cristalline diamant.	31
Figure 16- (a) Espace réciproque (première zone de Brillouin) de la structure cristalline diamant avec les points de symétries et les différentes directions. (b) Structure des bandes d'énergies dans l'espace réciproque pour le Si et le Ge à 300K	33
Figure 17 : Evolution de l'énergie la bande interdite directe et indirecte dans un alliage Si _x Ge _{1-x} en fonction de la concentration de germanium	35
Figure 18 : Dépôt de couches minces de Si _{1-x} Ge _x sur un substrat Si _{1-y} Ge _y	37

Figure 19 : L'effet des contraintes sur la bande de conduction et de valence dans un alliage SiGe.....	40
Figure 20 : La variation de l'énergie de la bande interdite directe en fonction des contraintes appliquées sur une couche Ge épitaxiée sur Si	40
Figure 21 : a) : Epaisseur critique d'un film $Si_{1-x}Ge_x$ contraint déposée sur un substrat Si [80], les petits cercles représentent la courbe expérimentale pour une couche métastable à 550 °C épitaxiée par MBE. b) couche $Si_{1-x}Ge_x$ complètement relaxée en dépassant l'épaisseur critique et une couche contrainte stable.....	42
Figure 22 : Vue de l'épitaxie du buffer graduel et la couche du substrat virtuel $Si_{1-y}Ge_y$ sur lequel les puits quantique peuvent être épitaxiés	43
Figure 23 : Schéma de principe pour les bandes de valence et de conduction dans le substrat virtuel ($Si_{1-y}Ge_y$), la barrière ($Si_{1-x}Ge_x$) ainsi que le puits Ge.	44
Figure 24: Spectre d'absorption de l'alliage $Si_{1-x}Ge_x$	45
Figure 25 : Différents types d'alignement de la bande de valence et de conduction dans un système $Si_{1-x}Ge_x$ contraint sur $Si_{1-y}Ge_y$ relaxé. La flèche bleu indique le domaine de variation des alignements pour un système Ge / $Si_{1-x}Ge_x$	46
Figure 26 a) calcul des bandes d'énergies, l'offset et la fonction d'ondes des porteurs dans un puits Ge/ $Si_{0.15}Ge_{0.85}$. Structure des bandes; b) dans le puits quantique Ge en compression, c) dans la barrière $Si_{1-x}Ge_x$	48
Figure 27: Spectre d'absorption de la structure Ge/ $Si_{0.15}Ge_{0.85}$ sur un substrat $Si_{0.1}Ge_{0.9}$	49
Figure 28 : Transmission optique d'une structure Ge/ $Si_{0.15}Ge_{0.85}$ avec à gauche) une polarisation TM et à droite) une polarisation TE	50
Figure 29 : a) Spectre d'absorption du la structure Ge/ $Si_{0.15}Ge_{0.85}$ (10/15nm) sur un substrat $Si_{0.10}Ge_{0.90}$. b) résultat de simulation 8*8 k . p.....	55
Figure 30 : a) Localisation de la première transition HH1-c Γ 1 a) en fonction de l'épaisseur du puits quantique en germanium. b) en fonction des contraintes résiduelles dans le substrat.	56
Figure 31 : a) contraintes hydrostatiques, b) Contraintes uni-axiales c) Première transition HH1- c Γ , dans le puits en germanium en fonction de la concentration y dans le substrat virtuel.	58
Figure 32 : Energie de la première transition en fonction de la largeur du puits quantique pour les différentes concentrations en germanium dans le substrat virtuel.....	59
Figure 33 : a) structure des bandes d'énergies pour une hétérostructure Ge/ $Si_{0.35}Ge_{0.65}$. b) Une coupe verticale des différentes couches formant la diode PIN conçue pour fonctionner à 1.3 μ m.....	60

Figure 34 : Architecture interne d'une machine LEPECVD.....	66
Figure 35 : Courbe de la dépendance de la température de dépôt d'un alliage SiGe en fonction de la concentration en germanium avec LEPECV	67
Figure 36 : (a) image SEM d'une structure à 20 puits quantiques Ge/Si _{0.35} Ge _{0.65} (8636)(b) Schéma en coupe de la structure épitaxie en LEPECVD.....	67
Figure 37 : (a) Résultat de scan ω -2 θ sur l'échantillon 8636 : les paramètres de la structure des puits quantiques sont déduits à partir de la position relative des pics et de leur intensité. (b) Période mesurée des puits sur un substrat 4 pouces.....	70
Figure 38 : Scan ω -2 θ sur l'échantillon 8637, Une variation de la périodicité de la structure est clairement observable sur la figure (b), de 10 à 26nm.....	70
Figure 39 : (a) dispositif pour test rapide par l'illumination par la surface. (b) guide d'onde Ge/SiGe	71
Figure 40 : (a) première lithographie et gravure du motif. (b) dépôt de métal et lift off.....	72
Figure 41 : Image au microscope électronique à balayage de la première gravure. La profondeur de gravure peut être mesurée et l'arrêt de la gravure sur la couche P peut être vérifié	74
Figure 42 : Image au microscope optique des deux gravures	75
Figure 43 : Image au microscope optique des ouvertures réalisées dans la silice et le nitrure.	77
Figure 44 : Profile de la résine TI35ES après développement au microscope optique.....	79
Figure 45 : Banc d'acquisition du photocourant généré au niveau de l'échantillon ; caractérisation par illumination par la surface.	81
Figure 46 : Spectre du photocourant mesuré (a) sur l'échantillon à 12 puits quantiques (réf : 8637) (b) échantillon à 20 puits quantiques (réf : 8636). Le domaine de modulation pour la longueur de 1.31 μ m est encadré en rouge.....	83
Figure 47 : décalage du bord d'absorption en fonction du champ électrique appliqué aux puits quantiques. Les données sont extraites des mesures réalisées sur l'échantillon 8636	84
Figure 48 : Spectre d'absorption à 1V de l'échantillon 8636. En utilisant la fonction de Lorentz on interpole le spectre pour calculer le HWHM de la structure. Le centre du pic est localisé à 0.972eV et la largeur du pic est de 12meV. La figure à l'intérieur représente le diagramme des bandes d'énergie de la structure Ge/Si _{0.35} Ge _{0.65}	85
Figure 49 : Représentation schématique du banc de caractérisation de la transmission optique...	87
Figure 50 : (a) : Mesure expérimentale du spectre d'absorption du guide d'onde Ge/SiGe en fonction des différentes tensions de polarisations. (b) : le taux d'extinction calculé à partir du	

spectre d'absorption. (c) le taux d'extinction pour différentes variations de la tension de polarisation (Swing voltage).	89
Figure 51 : Facteur de mérite du modulateur en fonction de la longueur d'onde aux différentes tensions de polarisations.....	90
Figure 52 : Image au microscope électronique à balayage de la structure à puits Ge/SiGe épitaxiée sur un substrat homogène de 360nm.....	95
Figure 53 : Spectre du photocourant mesuré la structure Ge/Si _{0.15} Ge _{0.85} épitaxiée sur un substrat relaxé Ge _{0.08} Si _{0.92} de 360nm	96
Figure 54 : Caractéristique I(V) de la diode PIN en fonction des différentes tensions de polarisation directes et inverses.....	97
Figure 55 : Une vue en 3D du modulateur intégré sur une plateforme SOI.....	98
Figure 56 : Variation de l'indice effectif de propagation du mode TE ₀₁ en fonction de la largeur de l'arête et différentes épaisseurs de gravure	99
Figure 57 : Profil du mode TE ₀₁ optique dans de guide d'onde Si avec les dimensions typiques que doit avoir celui-ci.....	99
Figure 58 : La variation de l'indice effectif du mode propre pour chaque guide en fonction de la largeur.....	102
Figure 59 : Efficacité de couplage entre de mode fondamental dans le guide SOI et le guide SiGe en fonction de la longueur du coupleur, pour les différentes largeurs en sortie du coupleur. La figure incrustée représente le mode d'ordre supérieur TE ₀₃ du guide SiGe en sortie d'une largeur de 600nm.....	103
Figure 60 : (a) Les dimensions typiques du coupleur ainsi que le guide en SOI. (b) Le profil du champ électromagnétique le long de la direction de propagation.	104
Figure 61 : Les pertes d'insertions dans le coupleur (1) en fonction de sa longueur.....	105
Figure 62 : Intensité du champ électromagnétique pour une longueur optimale de 70 μm.....	106
Figure 63 : Les pertes d'insertions dans le coupleur (260 nm de largeur en sortie) en fonction de la longueur	107
Figure 64 : L'épitaxie de la structure prise en compte pour la simulation des performances du modulateur intégré sur une plateforme SOI.	108
Figure 65 : Le facteur de confinement des structures à 20 (r=0.353), 15(r=0.396), et 10 (r=0.45) puits quantiques en fonction du rapport d'aspect (r), la figure incrustée présente un guide d'onde SiGe en arête.	109
Figure 66 : Transmission normalisée dans le mode fondamental TE ₀₁ en fonction de sa longueur, pour (a) un champ électrique de 0 V/cm et (b) un champ électrique de 83 kV/cm	110

Figure 67 : Le taux d’extinction et les pertes dans (a) guide à 10 puits, (b) un guide à 15 puits et (c) un guide à 20 puits.	111
Figure 68 : Pertes d’insertion dans le coupleur pour les différents nombre de périodes.	112
Figure 69 : Vue en 3D du dispositif avec les modes optiques aux différents endroits.	116
Figure 70 : Vue en coupe de l’épitaxie de réf : 9320, les couches dopées P et N ont une épaisseur de 200nm. Un substrat virtuel de 360nm de haut en $\text{Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ a été déposé sur un substrat SOI dont la couche de silicium superficiel est de 340nm.....	118
Figure 71 : Vue en coupe au niveau des différentes parties du modulateur.....	120
Figure 72 : Dessin d’un dispositif centré dans un champ principal de $300*300\mu\text{m}^2$. Les motifs de petites dimensions doivent être centrés dans un sous-champ de $10*10\mu\text{m}^2$	124
Figure 73 : Schéma de principe de la machine de gravure ICP-STC	126
Figure 74 : Profil de la gravure ICP-STC obtenu après optimisation du procédé.....	127
Figure 75 : photo du motif (coupleur) après la lithographie électronique avec (a) une résine d’une épaisseur de 250nm, la flèche blanche indique l’endroit où la résine est décrochée. (b) avec une résine d’épaisseur de 200nm, le coupleur est bien défini.....	128
Figure 76 : (a) : photographie en champ sombre du dispositif après la gravure ICP. (b) : Vue de la fin du coupleur 1 d’entrée du composant, (c) entrée du le coupleur (1).....	129
Figure 77 : Image au microscope électronique de (a) : l’état de la surface après la gravure sèche ICP, (b) : l’état de la surface en rajoutant une gravure humide avec le H_2O_2	130
Figure 78: Image au MEB de la gravure du Nitrure avec (a) : la RIE-STC, (b) : la ICP-SPTS avec un temps d’exposition de 70s.....	131
Figure 79 : Photo de l’ouverture réelle obtenue après les différentes étapes d’insolation et de gravures	132
Figure 80 : Dépôt de 200 mn d’Or dans la fente $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$: discontinuité car l’épaisseur de métal est trop faible.	133
Figure 81 : Image au MEB d’une facette clivée avant le lift-off.	133
Figure 82 : Dispositif final (facette clivée au début de la région active)	134
Figure 83 : Image au microscope optique du dispositif final.....	135
Figure 84 : L’absorption mesurée sur des guides d’onde en arête SOI de longueur 5 millimètres.....	135
Figure 85 : Facette clivée d’un guide d’onde Si.....	136
Figure 86 : Taux d’extinction mesuré sur un modulateur Ge/SiGe de longueur $80\mu\text{m}$, intégré dans un guide d’onde SOI, pour une tension de commande variant entre 0 et 1V, 0 et 2V, 0 et 3V et 0 et 4V.	137

Figure 87: Photocourants relevés sur les composants Ge/SiGe intégrés dans des guides d'onde SOI, pour une tension appliquée de 0, 1V, 2V et 3V.....	138
Figure 88 : Schéma de principe pour le calcul de la fraction de lumière absorbée par puits quantique.....	144
Figure 89 : Coefficient d'absorption effectif en fonction de la longueur d'onde à différentes tensions de polarisation.....	146
Figure 90 : Spectre de photocourant en fonction de la tension de polarisation.....	147
Figure 91 : Spectre du photocourant pour les échantillons de (a) : réf 9062, (b) : réf 9063, (c) : réf 9044.....	148
Figure 92 : Masque électronique.....	151

Liste des tableaux

Tableau 1: Diamètre de l'atome, le paramètre de maille ainsi que la densité atomique de Ge et de Si à une température ambiante 300K	32
Tableau 2 : Largueur des bandes interdites directes et indirectes pour le Si et le Ge à 0 K et 300 K	34
Tableau 3 : Les paramètres de Varshni pour le silicium et le germanium	35
Tableau 4 : Paramètres de maille ainsi que la concentration y en germanium de substrat virtuel SiGe pour avoir une structure à puits quantiques à contraintes compensées.	44
Tableau 5 : paramètres physiques utilisés pour la simulation de la structure Ge/SiGe	53
Tableau 6 : liste des différents échantillons épitaxiés par la LEPECVD étudiés durant ma thèse.....	68
Tableau 7 : Les paramètres physiques des différentes couches constitutives de la structure simulée.	101
Tableau 8 : Paramètre des couches constitutives de la structure simulée à la longueur d'onde de $1.31\mu\text{m}$	104
Tableau 9 : La longueur minimale du dispositif pour laquelle le taux d'extinction est supérieur à 5dB et les pertes par propagation sont inférieures à 3dB.	110
Tableau 10 : Performances attendues d'un dispositif fabriqué avec une épitaxie de 10 puits quantiques.....	114
Tableau 11 : Performances attendues d'un dispositif fabriqué avec une épitaxie de 15 puits quantiques.....	114
Tableau 12 : Performances attendues d'un dispositif fabriqué avec une épitaxie de 20 puits quantiques.....	115
Tableau 13 : Les étapes technologiques nécessaires pour la fabrication d'un dispositif Ge/SiGe intégré sur une plateforme SOI.....	123

Table des matières

<i>Introduction générale</i>	5
<i>Chapitre I : Introduction à la photonique silicium</i>	8
1. Les interconnexions électriques	9
2. Les interconnexions optiques intra-puces	12
2.1. Distorsion et pertes en fonction de la fréquence.....	12
2.2. Diaphonie et couplage électromagnétique.....	12
2.3. Multiplexage en longueur d'onde.....	13
3. La photonique silicium	13
3.1 Blocs constitutifs d'un circuit photonique intégré sur silicium.....	14
3.2 Source laser.....	15
3.3 Modulateur optique.....	16
3.4 Multiplexeur et démultiplexeur	17
3.5 Guide d'onde	17
3.6 Photodétecteur	18
4. Modulateur optique sur silicium	18
4.1 Mécanisme de modulation optique.....	18
4.1.1 Effet électro-optique.....	19
4.1.2 Electro-réfraction par variation de porteurs	19
4.1.3 Effet thermo-optique	20
4.1.4 Effet d'électro-absorption	20
4.2 Facteur de mérite	21
4.2.1 Perte d'insertion	22
4.2.2 Le taux d'extinction et l'efficacité de modulation	22
4.2.3 Rapidité	22
4.3 Modulateurs à électroabsorption à base de germanium : état de l'art	23
5. Conclusion	28
<i>Chapitre II : Propriétés des structures à puits quantiques Ge/SiGe</i>	30
1. Propriétés électroniques des alliages SiGe	31

1.1	Structure cristalline	31
1.2	Propriétés électroniques.....	32
1.3	Contraintes des couches minces SiGe	35
1.3.1	Contraintes dans des couches pseudo-morphiques $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$	35
1.3.2	Epaisseur critique	41
1.3.3	Structure à contraintes compensées.....	42
1.4.	Propriétés optiques d'un alliage SiGe	45
2.	Structure à puits quantiques Ge/SiGe.....	45
2.1.	Structure des bandes d'énergies	46
2.2.	Spectre d'absorption	47
2.3.	Dépendance du spectre avec la polarisation TE-TM.....	49
3.	Conception d'une structure à puits quantiques Ge/SiGe à la longueur d'onde $1.3\mu\text{m}$	50
3.1.	Principe de la méthode $k \cdot p$	51
3.2.	Simulation des structures Ge/SiGe sur un substrat virtuel $\text{Si}_{0.10}\text{Ge}_{0.90}$	54
3.3.	Fonctionnement à $1.31\mu\text{m}$	56
3.3.1.	Influence des contraintes dans les puits	56
3.3.2.	Influence de l'épaisseur des puits quantiques	59
4.	Conclusion	61
 <i>Chapitre III : Modulation optique à $1.3\mu\text{m}$</i>		62
1.	Epitaxie des structures à puits quantiques Ge/SiGe.....	63
1.2.	Techniques de croissance	63
1.2.	L'épitaxie Ge/SiGe par LEPECVD	64
1.3.	Croissance des échantillons	66
2.	Fabrication des composants	71
2.1.	Fabrication de la diode à illumination par la surface.....	72
2.2.	Fabrication du modulateur en guide d'onde	73
3.	Caractérisations.....	80
3.1.	Démonstration d'un ESCQ à $1.3\mu\text{m}$	80
3.1.1.	Descriptif du banc de caractérisation	80
3.1.2.	Résultats de caractérisation.....	81
3.1.3.	Caractéristiques du pic excitonique.....	84
3.2.	Modulateur optique en guide d'onde	86

3.2.1.	Descriptif du banc de caractérisation	86
3.2.2.	Résultats de caractérisation :	88
4.	Conclusion	90

Chapitre 4 : Conception d'un modulateur Ge/SiGe intégré avec des guides d'onde SOI..... 92

1.	ESCQ dans l'hétérostructure Ge/SiGe épitaxiée sur un substrat SiGe d'épaisseur 360nm 94	
1.1.	Epitaxie et fabrication.....	94
1.2.	Résultats et discussion	95
2.	Concept général du dispositif intégré sur SOI	97
3.	Couplage entre le guide SOI et les hétérostructures Ge/SiGe	98
3.1.	Guide d'onde SOI.....	98
3.2.	Coupleur adiabatique SiGe.....	100
3.3.	Accord de phase entre les guides Si et SiGe	100
3.4.	Pertes optiques dans les coupleurs.....	104
4.	Performances du modulateur	107
4.1.	Principe des simulations	108
4.2.	Résultats des simulations.....	112
5.	Conclusion	115

Chapitre V : Fabrication et caractérisation des composants intégrés sur SOI. 117

1.	Fabrication du composant	119
2.	Moyens technologiques	124
2.1.	Lithographie électronique.....	124
2.2.	Gravure ICP.....	125
3.	Optimisation des procédés	127
3.1.	Définition du coupleur.....	127
3.2.	Dépôt des couches d'isolation et prise des contacts	130
4.	Résultats expérimentaux	134
4.1.	Guides d'onde.....	135
4.2.	Composants actifs à base de puits quantiques Ge/SiGe intégrés avec les guides d'ondes SOI.....	136

5. Conclusion	138
<i>Conclusion et perspectives</i>	140
<i>Annexe</i>	142
<i>Bibliographie</i>	152

Introduction générale

La miniaturisation des composants de la microélectronique et la densité d'intégration des transistors ont permis une évolution du débit et du volume des données brutes à traiter et à transmettre. Cette densité d'intégration, qui ne cesse d'augmenter en suivant la loi de Moore, a considérablement accru la complexité des systèmes. Elle a nécessité toujours une densité importante des interconnexions électriques au niveau des circuits intégrés, on parle au jour d'aujourd'hui de dizaines de kilomètres par quelques cm^2 . Les limites fondamentales auxquelles ce type d'interconnexions sont confrontées, notamment les pertes résistives et la distorsion des signaux, a freiné l'accroissement des fréquences d'horloge des microprocesseurs. Par conséquent la recherche de nouvelles configurations et architectures est plus que nécessaire.

L'invention de la fibre optique dans les années 80 a joué un rôle primordial dans la transmission de l'information à très grande distance, en offrant des solutions de transport de données à haut débit avec de faibles pertes. Au niveau des communications à courte-distance, la photonique sur silicium est la technologie qui permettra très probablement de surpasser les limites des interconnexions électriques, en proposant des composants optiques très rapides, à faible énergie de consommation, et avec un bas coût. Cette technologie a vu le jour grâce à l'apparition des substrats SOI (Silicon On Insulator) dans la technologie de fabrication de la microélectronique CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*). Les propriétés optiques de cette plateforme ont permis la fabrication d'un guide d'onde optique caractérisé par ses petites dimensions ainsi que ses faibles pertes. Cette avancée technologique a ouvert la voie à l'intégration des composants électroniques et optiques sur la même puce, et un « mariage » entre les fonctions électroniques et optiques est désormais possible.

La photonique sur silicium ne cesse de se développer ces dernières années pour réaliser les fonctions optiques nécessaires à la chaîne de communication. Les blocs indispensables dans cette chaîne sont : la source qui génère le signal optique, le modulateur optique qui convertit l'information sous forme électrique en une information optique, les dispositifs de routage (filtres optiques, guide, multiplexeur), et finalement le photo-détecteur qui réalise la conversion du signal optique vers un signal électrique. Cependant, certaines de ces fonctions ne peuvent pas être réalisées avec du silicium à cause de ses propriétés optiques incompatibles avec la fonction optique recherchée.

Objectif de la thèse :

Le travail présenté dans ce manuscrit est une contribution à la réalisation de l'une des fonctions optiques qui est la modulation. L'introduction du germanium qui est un matériau compatible avec le silicium, a permis l'obtention de modulateurs efficaces, compacts et compatibles avec la technologie CMOS.

Après une présentation du contexte de la photonique silicium dans le chapitre 1, le principe de la modulation optique et une revue bibliographique des travaux effectués sur les hétéro-structures Ge/SiGe sont présentés.

Le second chapitre est focalisé, dans un premier temps, sur les propriétés physiques des alliages SiGe et les hétéro-structures Ge/SiGe. La structure des bandes d'énergie et leurs propriétés optiques sont abordées, en identifiant les différents paramètres qui interviennent dans le changement de leur structuration. Dans la deuxième partie de ce chapitre, des résultats de simulations sur la conception d'un modulateur fonctionnant à la longueur d'onde de $1.3\mu\text{m}$ sont présentés, en utilisant l'ingénierie des contraintes. La technique des structures à contraintes compensées est utilisée, afin de pouvoir décaler le bord d'absorption des puits quantiques Ge/SiGe vers cette longueur d'onde. A la fin de ce chapitre, une structure à puits quantiques est proposée, elle consiste en une diode PIN épitaxiée sur un substrat $\text{Si}_{0.21}\text{Ge}_{0.79}$, et la région intrinsèque est formée par des puits quantiques Ge/Si $_{0.35}$ Ge $_{0.65}$.

Les études expérimentales, depuis la croissance du matériau jusqu'à la caractérisation des premiers dispositifs sont présentées dans le chapitre 3. La technique de croissance LEPECVD réalisée au laboratoire L-NESS est décrite. Par la suite, les étapes de fabrication utilisées pour réaliser un dispositif sont présentées. Les résultats de la caractérisation optique par la mesure de la transmission optique de ces modulateurs sont présentés autour de la longueur d'onde $1.3\mu\text{m}$.

La second objectif de cette thèse est la réalisation d'un modulateur à électro-absorption basé sur les hétéro-structures Ge/SiGe intégrées avec des guides d'ondes SOI. L'utilisation d'un buffer graduel de $11\mu\text{m}$ dans les structures précédentes constituait un obstacle majeur pour la réalisation d'un couplage vertical d'une onde lumineuse issue d'un guide SOI vers les puits quantiques Ge/SiGe. Une nouvelle technique d'épitaxie qui permet de s'affranchir de ce buffer a été mise en place par le laboratoire L-NESS, et elle est présentée dans le chapitre 4.

Des simulations optiques sont également détaillées dans ce chapitre, elles permettent de dimensionner le composant et d'évaluer ses performances.

Dans le chapitre 5, un procédé de fabrication est défini pour la mise en œuvre de ce type de dispositif. Un très grand nombre d'étapes d'optimisation étaient nécessaire pour définir un procédé robuste pour la fabrication d'un modulateur, elles sont présentées le long de ce chapitre. Enfin, les résultats préliminaires obtenus sur la première génération de dispositifs intégrés dans un guide SOI sont décrit dans la dernière partie de ce chapitre.

1. Les interconnexions électriques

Les problèmes que posent les connexions électriques (pertes, déformations des signaux à haute fréquence) pour le transport de l'information sont bien connus depuis longtemps. Les télécommunications à très grande distance utilisent essentiellement des liens optiques en raison des faibles pertes des fibres optiques. A l'heure actuelle, les performances des composants électroniques eux-mêmes sont aussi confrontées aux problèmes des interconnexions électriques intra-puce. Principalement on retrouve dans la micro-électronique sur silicium deux blocs essentiels : Le transistor qui exécute les fonctions logiques et les interconnexions qui transportent l'information. Durant ces 40 dernières années, l'industrie de l'électronique a amélioré, et d'une manière remarquable, les performances des transistors. Moore notait en 1970 que le nombre de transistors sur un circuit intégré augmentait d'une manière exponentielle [1]. Récemment, avec la dernière révolution créée par Intel en introduisant un transistor « 3D-14nm Tri-Gate Transistor Technology » en 2013 ou bien « 3D 10nm Tri-Gate Transistor Technology » prévu pour 2015 [2], l'intégration des transistors continuera probablement de doubler chaque 18 mois durant quelques années en plus. Cette miniaturisation répond au besoin du traitement numérique (1 Tera Millions d'instructions par seconde), et le stockage de l'information (10^{15} MBit), ce qui va correspondre à 1TeraB/s d'information à transporter sur le trafic global [3]. En d'autres termes, les composants vont être très rapides, de petite taille, de faible consommation d'énergie et avec un faible coût de réalisation. En parallèle, cette évolution a créé un décalage technologique entre le composant lui-même et les interconnexions dans une puce électronique. Durant la dernière décennie, les connexions métalliques commencent à ralentir d'une manière non négligeable l'évolution de l'intégration.

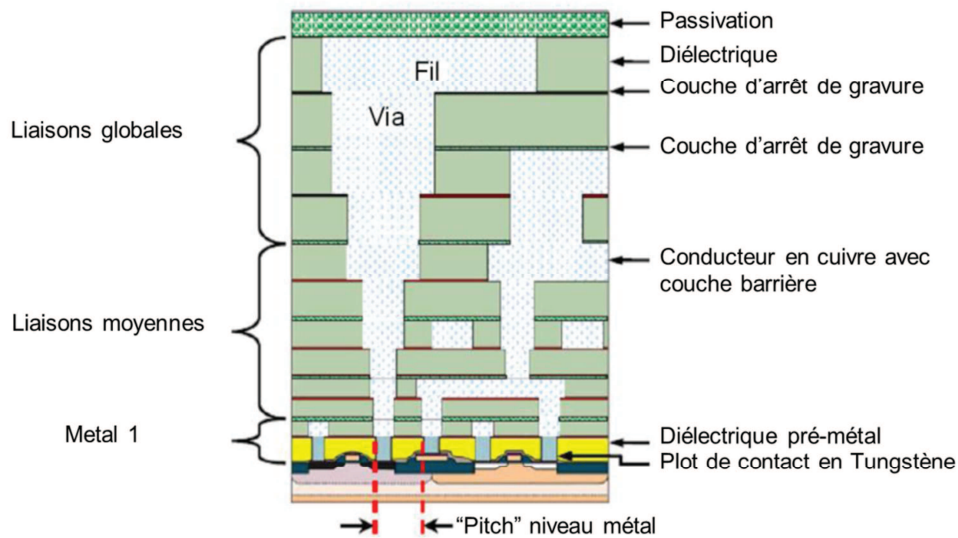


Figure 1 : Schéma de coupe d'un composant CMOS [4]

Une vue en coupe perpendiculaire au substrat d'un circuit intégré, avec ses trois différents étages est représentée sur la figure 1. Le premier niveau qui est le métal 1 représente les connexions entre transistors, les liaisons intermédiaires représentent les connexions à l'intérieur du bloc fonctionnel et le troisième étage connecte les différents blocs. La longueur de ces liaisons augmente en fonction de la densité des transistors et au jour d'aujourd'hui on les estime à plus de 20km par 6.45cm^2 (1 square inch) dans un microprocesseur Si [4]. De plus, les sections effectives des interconnexions électriques se réduisent de plus en plus, par contre leurs longueurs restent pratiquement les mêmes, ceci pose un problème majeur au niveau de l'augmentation de la constante de temps (RC). En effet, du point de vue propagation de signaux électriques, une interconnexion électrique peut être modélisée par une résistance R, liée à la résistivité du métal et à la section efficace de la ligne métalliques et un condensateur C qui modélise la capacité entre les deux conducteurs. Indépendamment de la géométrie de l'interconnexion, la constante de temps RC est quadratiquement proportionnelle à la longueur de la ligne, et va par conséquent affecter en premier lieu les liaisons globales dans une puce CMOS. De plus, à haute fréquence, la résistance R a tendance à augmenter à cause de l'effet de peau qui apparaît sur le conducteur. Un autre problème lié à la très grande densité des interconnexions électriques est la dissipation de puissance associée, qui engendre des augmentations conséquentes en température dans les circuits intégrés. Cette dissipation thermique, augmente simultanément avec la montée en fréquence des microprocesseurs (figure 2). En effet, le processeur Pentium 4 Prescott sorti en 2004, dont son architecture a été optimisée pour les hautes fréquences a été

fortement critiqué à cause de sa consommation hors norme et les systèmes de refroidissements actifs et bruyants qu'il nécessitait [5]. La fréquence des processeurs trouve ses premières limites en 2005 en stagnant sous les 4 GHz. Elle a été même revue à la baisse pour les processeurs apparus après 2005 comme on peut de constater sur la figure 2. La parallélisation est l'une des solutions qui a été proposée pour améliorer les performances de ces processeurs, et elle repose sur le choix de l'architecture. Le but était de mettre en place un dispositif permettant de paralléliser les tâches pour traiter plus efficacement les données, c'est ainsi que les processeurs multi-cores apparaissent : les Central Processing Unit CPU¹ comportent de plus en plus d'unités physiques (core) ou logiques (SMT²) puis les jeux d'instructions passent sur 64 bits. Sur la figure 3, on peut voir l'architecture d'un processeur quadri cœurs de chez Intel.

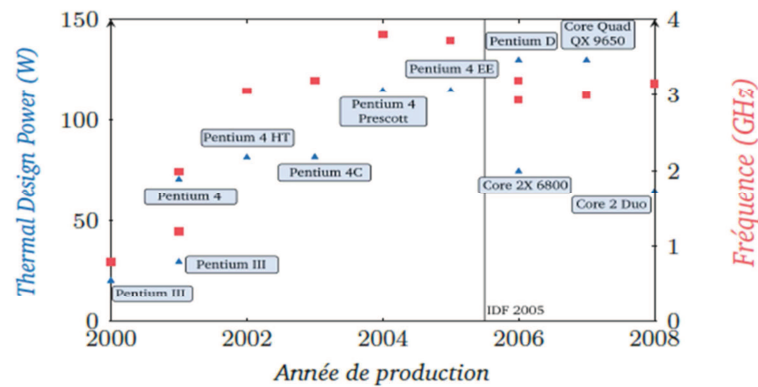


Figure 2 : Evolution de la fréquence des processeurs x86 ainsi que la dissipation thermique au cours de la dernière décennie

¹ Central Processing Unit : désigne le processeur par abus.

² Simultaneous Multi Threading : technique qui est optimisée pour l'utilisation des flots instructions

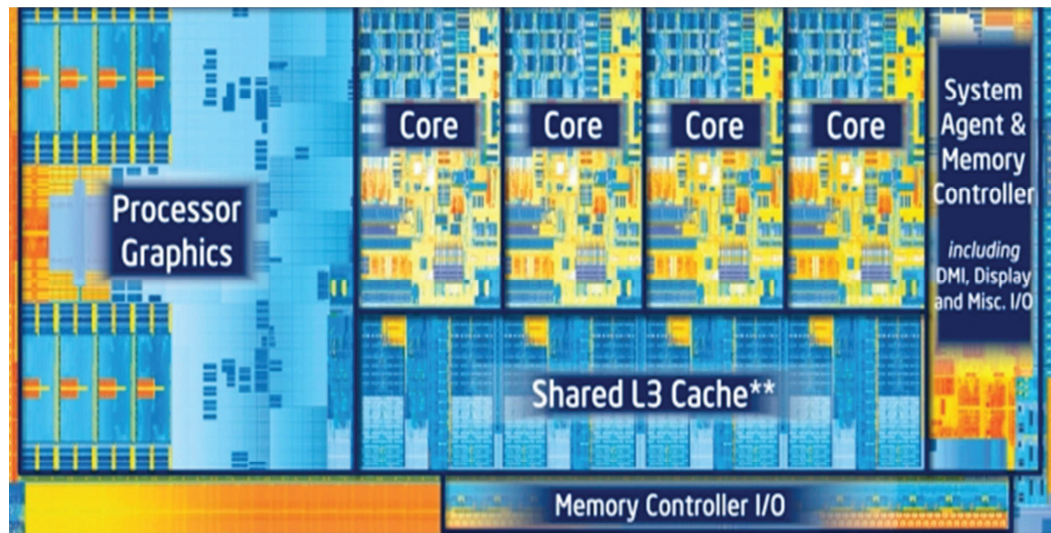


Figure 3 : Processeur 3ème génération d'Intel : 1,4 milliard de transistors sur une surface de 16mm^2 [6]

2. Les interconnexions optiques intra-puces

Pour ce qui est des interconnexions inter-puce ou intra-puce, la photonique se présente comme l'une des meilleures solutions pour remplacer les interconnexions électriques à condition d'avoir une intégration très compacte ainsi qu'une faible consommation d'énergie (inférieure à 100 fJ/bit pour que le système optique soit compétitif avec les interconnexions électriques [7]).

2.1. Distorsion et pertes en fonction de la fréquence

La haute fréquence des ondes optiques (la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$ correspond à une fréquence de 200 THz), permet de transporter un signal de quelques dizaines de GHz sans aucun problème de distorsion ou pertes de l'information et cela indépendamment de la fréquence.

2.2. Diaphonie et couplage électromagnétique

Contrairement aux interconnexions électriques qui deviennent des antennes émettrices et réceptrices aux fréquences avoisinant les GHz, l'optique est insensible à ce genre de problèmes. Des milliers de faisceaux optiques peuvent être transportés et détectés simultanément sans aucune diaphonie ou couplage électromagnétique.

2.3. Multiplexage en longueur d'onde

La caractéristique haute fréquence des ondes optiques permet d'utiliser différentes porteuses à différentes fréquences dans un seul guide d'onde, c'est le multiplexage en longueur d'onde. Cette technique augmente le nombre d'informations qui circule dans le lien optique, et elles sont complètement récupérées à la réception grâce à la fonction inverse qui est le démultiplexage.

Dans ce contexte, un *mariage* des fonctions électroniques et optiques présente un intérêt certain et un fort potentiel pour résoudre les problèmes des interconnexions électriques. Un système hybride photonique-électronique sera une combinaison des avantages de l'électronique et la photonique pour obtenir les meilleures performances. En effet, la microélectronique va tirer parti des nouvelles opportunités offertes par la photonique, et cette dernière va bénéficier du savoir-faire, et des moyens importants de la microélectronique pour fabriquer des systèmes optiques à faible coût. Le choix du matériau à utiliser pour cette intégration hybride photonique-électronique est primordial, et le silicium se positionne comme le matériau le plus favorable pour accomplir cette tâche ; il est abondant dans la nature, peu cher, et c'est un matériau bien maîtrisé pour la fabrication des composants électroniques. De plus, l'utilisation du silicium dans l'industrie des semi-conducteurs va faciliter la fabrication des composants optiques sur silicium aujourd'hui. M. Paniccia dans [8] parle de « *siliconize photonics* », c'est-à-dire de construire toute les fonctions optiques nécessaires pour la transmission et la réception des données optiques sur du silicium, et par la suite les intégrer sur une seule puce avec l'électronique.

3. La photonique silicium

L'intégration de la photonique sur un circuit intégré microélectronique va permettre la réduction des coûts, de la taille des composants optiques, et va favoriser la production et la caractérisation à grande échelle, toute en augmentant les performances de ces dispositifs. C'est ainsi que la photonique sur silicium est définie comme une nouvelle alternative, une jonction entre la technologie optique et le traitement de semi-conducteurs CMOS à faible coût. Elle est désignée comme une technologie de rupture qui permet l'émergence d'une nouvelle génération de composants optoélectroniques monolithiques. L'objectif est de fournir une connectivité optique économique partout, depuis les réseaux jusqu'au niveau intra-puce.

Les clés du succès industriel tiennent dans le choix du matériau [9], la disponibilité de tous les composants de la chaîne de communication, une plateforme de fabrication commune à tous les composants et dans les procédés de fabrication à grande échelle [10].

R. Soref été le premier à introduire la photonique sur un substrat silicium dans les années 80 [11] [12]. Le fort contraste d'indice entre le silicium ($n = 3.51$) et son oxyde ($n = 1.45$) fait du silicium sur isolant (Silicon On Insulator *SOI*) une excellente plateforme pour la fabrication de composants optiques et compacts. Le silicium étant transparent sur la plage [$1.1\mu\text{m}$; $6.5\mu\text{m}$], il est bien adapté pour le guidage de la lumière aux longueurs d'ondes télécom ($1.3\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$), ce qui rend les circuits photoniques sur silicium un prolongement logique des liaisons par fibre optique.

3.1 Blocs constitutifs d'un circuit photonique intégré sur silicium

Sur une chaîne de transmission optique, on trouve principalement les différents blocs schématisés sur la figure 4.

- Un bloc d'émission qui est constitué de lasers pour émettre le faisceau lumineux, d'un modulateur qui code le signal optique suivant l'information électrique qui lui est appliquée et finalement on trouve un multiplexeur qui permet d'ajouter plusieurs transmissions sur un canal grâce au multiplexage en longueurs d'ondes.
- Un bloc de guidage ou support de propagation. C'est le milieu où se propage l'information optique depuis le point d'émission jusqu'à la réception. Suivant les cas, il peut être constitué d'une fibre optique ou bien d'un guide d'onde.
- Un bloc de réception, qui consiste en un démultiplexeur, dont son rôle est de faire la séparation des différents canaux transmis, suivi des photodétecteurs pour transformer l'information optique en une information électrique, qui puisse être traitée par des circuits électroniques

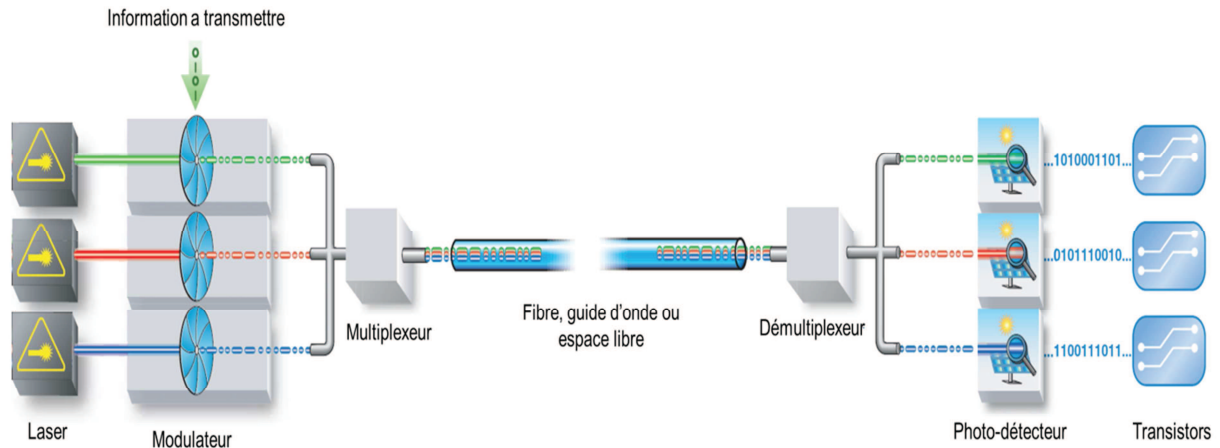


Figure 4 : Schéma des différents éléments constituant un lien optique [8]

3.2 Source laser

Du fait des propriétés physiques du silicium, et particulièrement sa bande interdite indirecte, constitue un mauvais émetteur de photons. Par conséquent, il est un obstacle majeur pour la réalisation d'une source laser intégrée dans le domaine de la photonique silicium. Plusieurs stratégies ont été proposées pour changer les propriétés optiques de ce matériau. Parmi ces solutions, on retrouve l'effet du confinement quantique dans des nanocristaux, ou des boîtes quantiques [13, 14, 15]. Cependant, à l'heure actuelle, la seule démonstration d'effet laser sur silicium a été obtenue par effet Raman, mais l'inconvénient majeur de cet effet laser pour les applications en télécommunications optiques réside dans le pompage optique que nécessite celui-ci pour son fonctionnement [16].

Pour obtenir une source laser sur silicium, une intégration des matériaux III-V à bande interdite directe sur silicium a été proposée [17] [18] [19] [20]. La figure 5 présente un laser hybride évanescent développé par l'équipe de UCSB (université Santa Barbara) en collaboration avec Intel. Le milieu à gain optique est constitué de matériaux III-V, et il est transféré sur un guide SOI par un collage direct $\text{SiO}_2\text{-SiO}_2$. L'autre solution proposée est le collage de la région active sur un substrat SOI par l'utilisation d'un polymère adhésif le DVS-BCB (divinylsiloxane benzocyclobutène), appelée communément bonding [21]. Des épitaxies directes des III-V sur Si sont aussi proposées, en utilisant une couche intermédiaire de Ge ou SiGe [22].

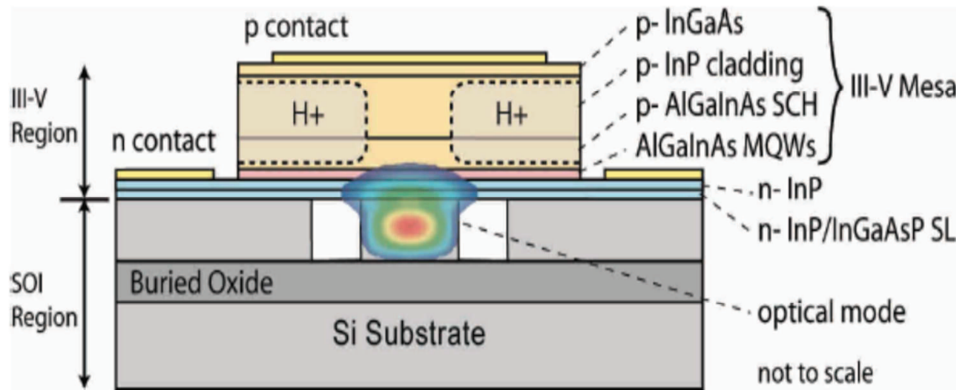


Figure 5 : Laser ruban [17]

La dernière méthode consiste à fabriquer un laser avec un milieu à gain à base de germanium ou son alliage SiGe. En effet, la compatibilité de ce matériau avec le silicium constitue un atout majeur pour son introduction dans un environnement de fabrication silicium. De plus, le germanium possède l'avantage d'avoir une faible différence entre l'énergie de la bande interdite directe et indirecte. La combinaison de l'effet du dopage et des contraintes dans ce matériau permet d'obtenir un gain optique dans le Ge. Les derniers travaux du MIT [23] [24] [25] ont ainsi démontré la possibilité de faire un laser pompé électriquement en germanium. Cette voie est prometteuse, puisque elle offre la possibilité d'intégrer monolithiquement toute la chaîne optique sur du silicium. Cependant, des améliorations technologiques sont nécessaires pour les courants d'injection dans ce laser (511kA/cm^2 [23]), ce qui reste à l'heure actuelle un obstacle majeur pour des applications pratiques, notamment à cause de l'énergie dissipée dans le composant.

3.3 Modulateur optique

La modulation optique consiste à transformer l'information électrique en une information optique. On distingue deux types de modulation dans les systèmes de communication, l'utilisation de la modulation externe ou une modulation directe de la source. La modulation directe consiste à moduler directement le courant d'injection dans la source laser [26] [27], cependant elle présente plusieurs inconvénients : distorsion du signal à très haute fréquence ou le chirp (glissement en fréquence de la longueur d'onde émise). La modulation externe permet d'atteindre des grands débits, entre 10 à 40 Gbit/s, et suivant le modulateur choisi il est possible de réduire le chirp du signal modulé.

3.4 Multiplexeur et démultiplexeur

Le multiplexage du signal optique peut être réalisé par des systèmes interférentiels, comme les Arrayed Waveguide Gratings (AWG) [28]. Principalement, il est constitué de deux coupleurs reliés par un réseau de guides d'onde de différentes longueurs. Par un jeu d'interférences générées par la différence de longueur entre les deux guides, une seule longueur d'onde sera transmise vers chaque sortie. Des dispositifs constitués d'interféromètres de Mach-Zehnder mis en parallèle, ou de résonateurs en micro-disques ou en anneaux peuvent être également utilisés pour réaliser la fonction de multiplexage [29] [30]. Il est à souligner que tous ces dispositifs sont réversibles, la fonction de démultiplexage peut être réalisée au niveau du bloc de réception avec le même dispositif.

3.5 Guide d'onde

Un guide d'onde est un dispositif qui permet de confiner la lumière dans une seule ou deux directions et la guider dans une troisième direction. Dans sa forme classique, il est constitué de matériaux d'indice différents, la lumière étant confinée dans le milieu à plus fort indice sur typiquement quelques centaines de nanomètres.

Les substrats silicium sur isolant (Silicon On Insulator, SOI) présentent beaucoup d'avantages pour le développement de la photonique sur silicium. Ils sont formés d'un empilement de trois couches successives : une couche épaisse en Si, suivi d'un film en silice qui permet l'isolation d'une troisième couche très fine en Si. L'écart d'indice de réfraction entre le silicium et la silice permet un confinement et un guidage de la lumière dans la couche de Si surfacique. On distingue plusieurs types de guides d'ondes, selon leur géométrie. Un guide d'onde planaire où la lumière est confinée dans une seule direction. Un confinement à deux dimensions est possible dans les guides ruban ou les guides en arête [31] (figure 6)

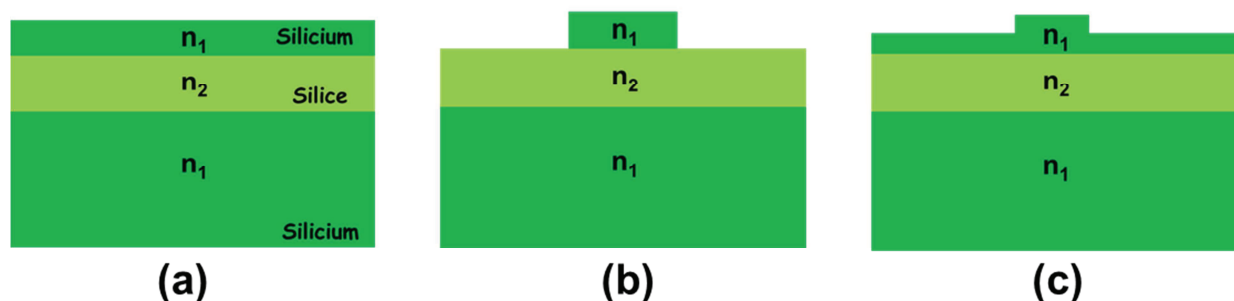


Figure 6 : Les différents guides d'ondes. (a) guide planaire, (b) guide ruban, (c) guide en arête.

Il est à noter aussi que la transition guide-fibre optique constitue une problématique au niveau du couplage de la lumière à cause de la différence d'indice effectif et de la différence de la taille de mode dans les deux dispositifs (c'est quelques centaines de nanomètre pour un guide contre quelques micromètres pour une fibre). Un couplage direct entre les deux dispositifs nous ramène à des pertes d'insertion de l'ordre de 20dB. Parmi les techniques de couplage qui permettent d'améliorer ces pertes, on retrouve le couplage par réseau de diffraction [32], et les tapers inverses adiabatiques [33].

3.6 Photodétecteur

Après son arrivée au bloc de réception, le signal optique doit être converti en un signal électrique, grâce aux photodétecteurs. Leurs performances sont caractérisées par la responsivité (rapport entre le photocourant généré et la puissance optique incidente), et leur bande passante, généralement limitée par la capacité du composant [34]. Le germanium est un matériau particulièrement utilisé pour la réalisation de photodétecteurs performants. Il présente un fort coefficient d'absorption jusqu'à 1.6 μ m et il est compact avec la technologie silicium.

Plusieurs travaux ont été entrepris pour la réalisation des photodétecteurs performants, dont on pourra citer les photodétecteurs à base de germanium intégré sur SOI [35]. Un photodétecteur intégré fonctionnant à 40Gbit/s sous une tension de polarisation de 0V, et présentant une sensibilité de 0.8 A/W [36].

4. Modulateur optique sur silicium

4.1 Mécanisme de modulation optique

Théoriquement une onde optique peut être modulée via son amplitude, sa phase, sa polarisation ou sa fréquence. Cependant, la modulation d'amplitude à deux états étant la solution la plus simple à mettre en œuvre notamment au niveau de la détection.

L'équation (1.1) décrit la propagation d'une onde électromagnétique plane dans un milieu d'indice n et un coefficient d'absorption α .

$$\overrightarrow{E_{x,y}}(z) = \overrightarrow{E_0} e^{-\left(\frac{\alpha}{2} + j\frac{2\pi n}{\lambda}\right)z} e^{-j\omega t} \quad (1.1)$$

ω est la pulsation, λ est la longueur d'onde et E_0 est l'amplitude du champ électrique.

La modulation consiste à modifier cette onde de manière à ce qu'elle véhicule l'information à transmettre. On pourra donc changer, soit le coefficient d'absorption ou bien

l'indice de réfraction du milieu de propagation. La figure 7 donne une représentation générale du principe de modulation optique : une onde optique d'une intensité constante est envoyée sur l'entrée du modulateur. Le matériau constituant le modulateur est conçu de la sorte qu'une variation de ses propriétés optiques engendre une variation de l'intensité optique à sa sortie. Ceci est faisable grâce à la tension de commande électrique qui a pour rôle d'induire un changement au niveau du coefficient d'absorption ($\Delta\alpha$) ou bien de l'indice de réfraction (Δn). Si le changement s'effectue au niveau du coefficient d'absorption on parlera de la modulation à électro-absorption, sinon c'est de la modulation à électro-réfraction.

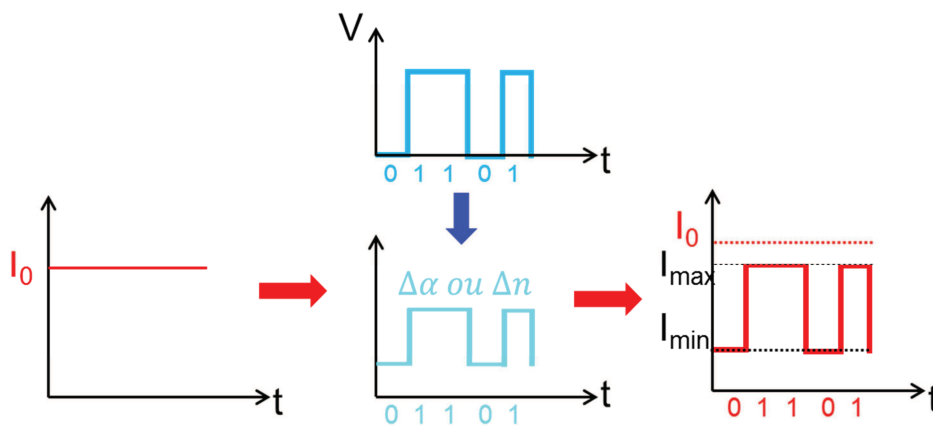


Figure 7 : Représentation générale de la modulation de l'intensité optique

4.1.1 Effet électro-optique

L'effet électro-optique consiste en une variation de l'indice de réfraction du matériau en fonction du champ électrique qui lui est appliqué. Deux phénomènes physiques sont observables dans ce cas, l'effet Kerr et l'effet Pockels. La variation linéaire de l'indice de réfraction en fonction du champ électrique est nommée l'effet Kerr. Si cette variation est quadratique, dans ce cas-là on parle de l'effet Pockels. Beaucoup d'applications basées sur ces mécanismes existent notamment dans les modulateurs commerciaux à Niobate de Lithium [37]. Cependant pour le silicium, l'effet Kerr est inexistant à cause de sa structure cristalline centro-symétrique. Il est à noter que des solutions sont à l'étude pour obtenir un effet Kerr dans le silicium en brisant sa symétrie par l'application de contraintes [38]. L'effet Pockels est quant à lui très utilisé dans le silicium notamment les applications de l'optique non-linéaire, par contre il reste très faible pour avoir des modulations efficaces.

4.1.2 Electro-réfraction par variation de porteurs

Les modulateurs à électro-réfraction font intervenir la variation de la densité des porteurs soit par injection, déplétion ou accumulation d'électrons ou des trous. En utilisant le

phénomène de l'injection des porteurs, Liu et al. ont démontré pour la première fois un modulateur optique sur silicium fonctionnant à plus de 1GHz [39]. Ziebell et al., quelques années après, ont démontré un modulateur fonctionnant à plus de 40Gbit/s avec une structure à diode PIPIN [40]. Ces modulateurs utilisent généralement l'interféromètre de Mach Zehnder (MZ) afin de convertir la modulation de phase en une modulation d'intensité ce qui nécessite plusieurs millimètres de long ainsi qu'une très grande tension de polarisation (supérieure à la tension tolérée en technologie CMOS) [41]. Dans le but de réduire la taille du composant, Kim. Y propose d'utiliser la variation de la densité des porteurs par dispersion dans SiGe [42]. Une autre approche consiste à utiliser les micro-disques ou des anneaux résonnants, par contre ils ont l'inconvénient d'être très sélectif au niveau de la longueur d'onde et très sensible à la variation de la température.

4.1.3 Effet thermo-optique

Une variation de l'indice de réfraction peut être obtenue aussi par la variation de la température, c'est l'effet thermo-optique. Connaissant le coefficient thermo-optique du Si ($\frac{dn}{dT} = 1.86 \cdot 10^{-4}/K$), on pourra contrôler le changement de l'indice de réfraction, que ce soit dans des dispositifs MZ ou des résonateurs en anneaux. Cependant, ce phénomène reste lent à cause du temps de réponse intrinsèque de celui-ci. En effet, la diffusion thermique dans les matériaux est un processus lent ce qui, par conséquent, permet d'atteindre seulement quelques centaines kHz. Etant donné que les débits recherchés pour les interconnexions optiques est de l'ordre du gigabit/s, cette modulation ne peut être destinée pour ces applications.

4.1.4 Effet d'électro-absorption

A l'heure actuelle, les modulateurs rapides en photonique silicium sont principalement basés sur l'utilisation de variation de densité des porteurs libres. Cependant ce sont des effets relativement faibles, nécessitant une grande longueur de propagation pour avoir une modulation efficace. La puissance typique nécessaire pour commander un MZ en déplétion est supérieure au pJ/bit ce qui est très grand par rapport aux spécifications (<100fJ/b). Ces limitations peuvent être dépassées, en utilisant le mécanisme de l'électro-absorption. En ayant des longueurs typiques de l'ordre de la centaine de micromètres, les modulateurs à électro-absorption permettent une réduction drastique de la puissance consommée. De plus, leur principe de fonctionnement ne fait intervenir aucune structure interférométrique ce qui simplifie d'avantage leur intégration.

L'électro-absorption consiste à varier le coefficient d'absorption du matériau dans lequel se propage la lumière. En le traversant, l'onde optique possèdera à la sortie deux niveaux d'intensité, selon le champ électrique appliqué. Cet effet est obtenu au voisinage du bord de bande d'absorption par effet Franz-Keldysh (EFK) ou effet Stark confine quantiquement (ESCQ).

La figure 8 présente la variation du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux. On peut noter que le silicium est transparent aux longueurs d'onde supérieures à 1.1 μm .

Le choix de réaliser des modulateurs à électro-absorption à base de Ge ou un alliage SiGe riche en Ge repose sur les caractéristiques optiques très intéressantes que présente celui-ci. Sur le spectre d'absorption du germanium, nous pouvons constater qu'au voisinage du bord de bande interdite directe (1.55 μm), une variation abrupte du coefficient d'absorption est obtenue. Un décalage de ce bord de bande permettra donc d'obtenir une forte variation du coefficient d'absorption autour de cette longueur d'onde.

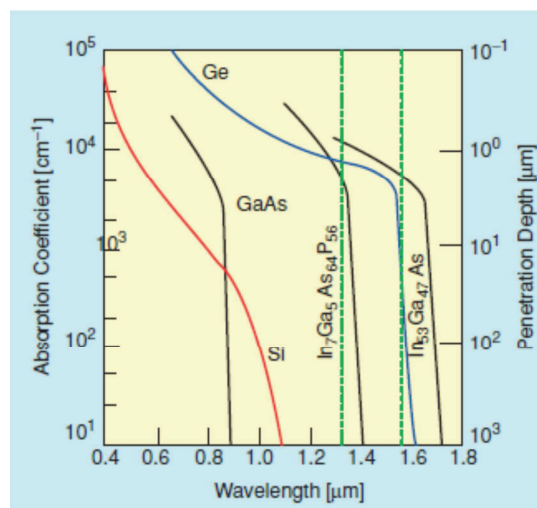


Figure 8 : Spectre d'absorption des semi-conducteurs en fonction de la longueur d'onde [8]

4.2 Facteur de mérite

Principalement, chaque modulateur doit être étudié et caractérisé, suivant l'application visée, par ses trois facteurs de mérite : le taux d'extinction, les pertes d'insertions et la fréquence de coupure du modulateur.

4.2.1 Perte d'insertion

Les pertes d'insertion (IL pour Insertion Loss) sont obtenues par le rapport de la puissance en sortie du modulateur sur la puissance à l'entrée lorsque la région active n'est pas absorbante :

$$IL = 10 \log_{10} \left(\frac{I_0}{I_{max}} \right) \quad (1.2)$$

Où I_{max} et I_{min} sont les intensités en sortie du modulateur dans l'état passant et bloqué.

C'est une caractéristique très importante pour le modulateur, elle doit être les plus faibles possibles, afin d'avoir le meilleur rapport signal sur bruit du canal de transmission.

4.2.2 Le taux d'extinction et l'efficacité de modulation

Il quantifie le pouvoir de distinction entre le niveau haut et le niveau bas du signal optique modulé. Il est défini comme étant :

$$ER = 10 * \log_{10} \left(\frac{I_{max}}{I_{min}} \right) \quad (1.3)$$

Dans le cas des structures interférométriques, le principe de modulation repose sur une modulation de phase, par la variation de l'indice de réfraction. La modulation optique est obtenue grâce à des interférences constructives ou destructives. Le produit de la tension V_π et la longueur L_π nécessaires pour avoir un déphasage égale à π permettant de passer d'interférences constructives ou destructives, définit l'efficacité de modulation $V_\pi L_\pi$.

4.2.3 Rapidité

Les deux premiers facteurs de mérite représentent les caractéristiques statiques du modulateur optique. La bande passante est la caractéristique dynamique qui mesure le temps de réponse du modulateur. Dans un composant optoélectronique, trois facteurs peuvent limiter la bande passante. Le premier facteur est lié à la rapidité intrinsèque de l'effet physique utilisé. Le second peut être lié à des constantes de temps de type RC lie au schéma équivalent électrique du composant. Enfin, lorsque les dispositifs sont longs (>mm), la propagation de l'onde électrique le long de l'électrode de commande (atténuation, réflexion) peut limiter la rapidité de fonctionnement.

4.3 Modulateurs à électroabsorption à base de germanium : état de l'art

L'effet Franz-Kyldish est un mécanisme observable dans les semi-conducteurs massifs. Il est dû à la pénétration des fonctions d'ondes des électrons et des trous à l'intérieur de la bande interdite, quand un champ électrique est appliqué à la structure, permettant ainsi des transitions à une énergie inférieure à l'énergie de la bande interdite par effet tunnel (figure 9). Un photon incident d'une énergie inférieure à l'énergie de la bande interdite pourra ainsi être absorbé. Cela se traduit sur le spectre d'absorption par le décalage de celui-ci vers les plus grandes longueurs d'ondes lorsqu'un champ électrique est appliqué [43] [44].

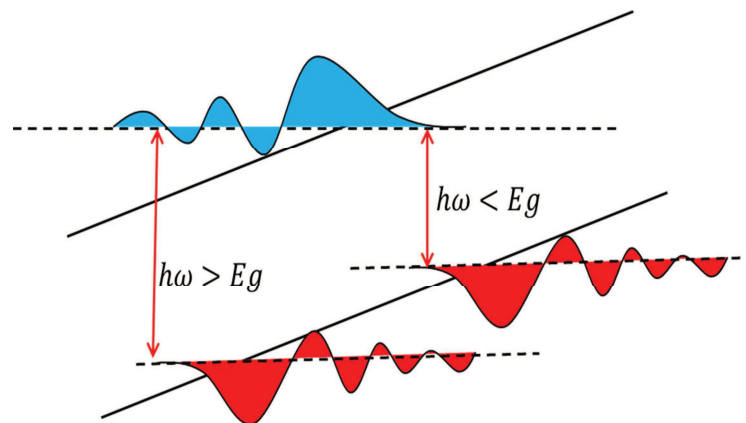


Figure 9 : bande de valence et de conduction d'un semi-conducteur lors de l'application d'un champ électrique extérieur [43].

Plusieurs modulateurs à EFK ont été réalisés en germanium ou alliage SiGe. En 2008 une équipe du MIT a démontré un modulateur fonctionnant à 1.2 GHz dans la bande C sur du $\text{Si}_{0.008}\text{Ge}_{0.992}$ intégré sur SOI [45]. Le taux d'extinction maximal obtenu était de 10dB à la longueur d'onde $1.54\mu\text{m}$ avec une polarisation de 7V (figure 10-a). Par la suite, en 2011 l'équipe de Kotura a réalisé un modulateur présentant une bande passante de 30 GHz avec le Ge [46]. La tension de polarisation de 4 V permet d'obtenir un taux d'extinction de 7.5dB. Cependant le spectre d'absorption est plus éloigné de la bande C (figure 10-b). L'utilisation de l'EFK dans du $\text{Si}_{0.15}\text{Ge}_{0.85}$ a permis d'obtenir une modulation vers $1.5\mu\text{m}$ sur une bande passante de 38 GHz (figure 10-c). Ce modulateur a été utilisé par la suite pour faire un émetteur « Wavelength Division Multiplexer » (WDM) [47].

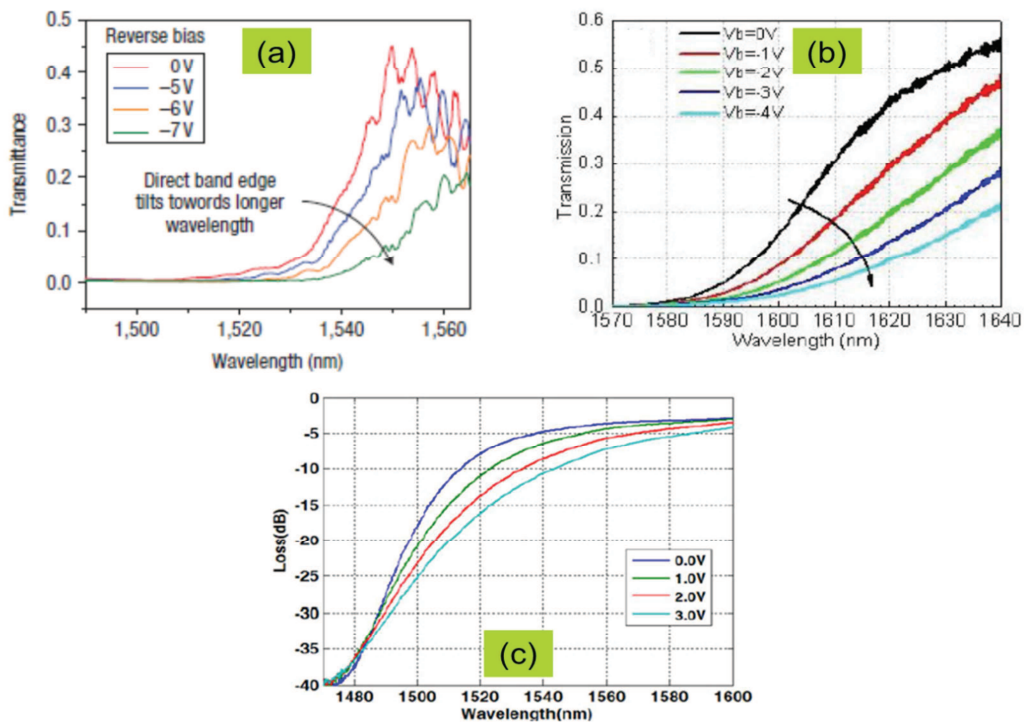


Figure 10 : Spectre de transmission des différents modulateurs à EFK à base de Ge et SiGe.
(a) : [45], (b) : [46] et (c) : [47] ;

L'effet Stark confiné quantiquement est un mécanisme qui apparaît lors de l'application d'un champ électrique dans les structures à puits quantiques. Il est largement utilisé dans les matériaux III-V pour réalisation des modulateurs à électro-absorption [48] [49] [50]. L'avantage de ces structures réside dans l'allure du spectre d'absorption qui présente une variation abrupte du bord d'absorption avec la longueur d'onde, ce qui permet d'avoir un changement important au niveau du coefficient d'absorption en appliquant de très faibles champs électriques. De plus, l'ingénierie de la structure (largeur des puits, choix des matériaux), permet d'ajuster la longueur d'onde de fonctionnement des modulateurs.

Une caractéristique importante du spectre d'absorption des structures à puits quantiques repose sur les effets excitoniques. Dans ces structures, le confinement renforce les interactions coulombiennes entre les électrons et les trous, ce qui se traduit sur le spectre d'absorption par l'apparition de pics d'absorption. Quand un champ électrique est appliqué à la structure, deux phénomènes apparaissent. D'une part les électrons et les trous sont repoussés vers les parois du puits dans les deux sens opposés, ce qui provoque la réduction des effets excitoniques. D'autre part, une réduction de l'énergie de transition dans le puits est obtenue. Sur le spectre d'absorption un décalage vers le rouge, et la diminution du pic excitonique sont ainsi observés. Ce sont les deux caractéristiques de l'ESCQ. Sur la figure 11-a, la structure des

bandes d'énergies et les fonctions d'ondes sont représentées en absence et en présence d'un champ électrique. Sur la figure 11-b, nous pouvons voir le spectre d'absorption d'une hétérostructure GaAs/AlGaAs [50], pour différents champs électriques appliqués.

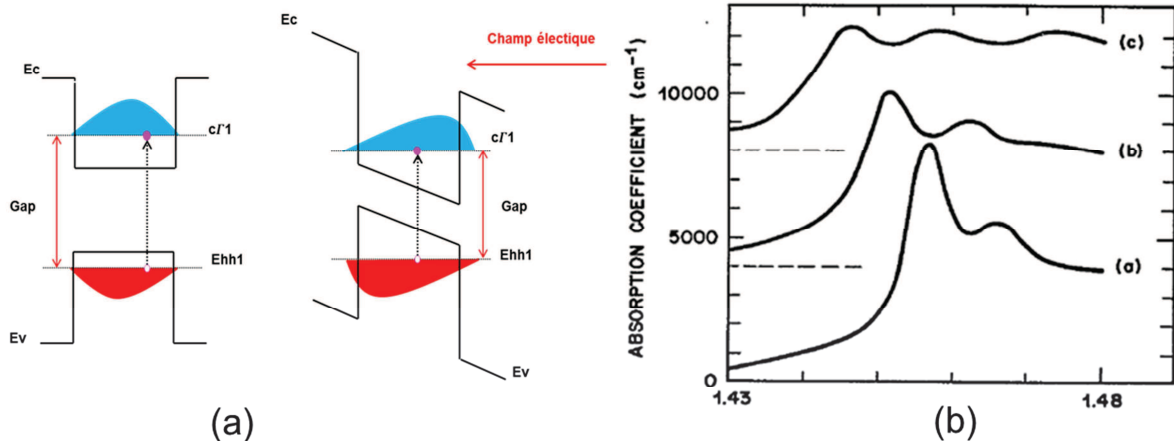


Figure 11 : (a) : Puits quantique en présence et en absence d'un champ électrique et le comportement des fonctions d'onde dans la bande de valence et de conduction. (b) : Spectre d'absorption d'une structure GaAs/AlGaAs en fonction d'un champ électrique avec une polarisation TE de l'onde incidente (champ électrique en (a) = 10^4 V/cm, (b) = $4.7 \cdot 10^4$ V/cm, (c) = $7.3 \cdot 10^4$ V/cm) [50].

La mise en évidence de l'ESCQ dans les semiconducteurs IV était l'objet de nombreux travaux. La première démonstration de l'ESQC dans des structures à puits quantiques Ge/SiGe a été obtenue en 2005 à l'université Stanford [51]. Même si le Ge reste avec une bande interdite indirecte, la transition à bande interdite directe est mise en évidence dans ces structures. Le composant utilisé est une diode PIN, dont la région intrinsèque est formée de 10 périodes comprenant un puits de Ge de 10nm et une barrière de $\text{Si}_{0.15}\text{Ge}_{0.85}$ de 16nm. Les mesures du photocourant à différentes longueurs d'onde ont permis de déduire le spectre d'absorption de la structure (Figure 12 12). Les caractéristiques de l'ESCQ sont clairement visibles (décalage vers le rouge du bord d'absorption et la diminution du pic excitonique) lors de l'augmentation du champ électrique à travers la structure.

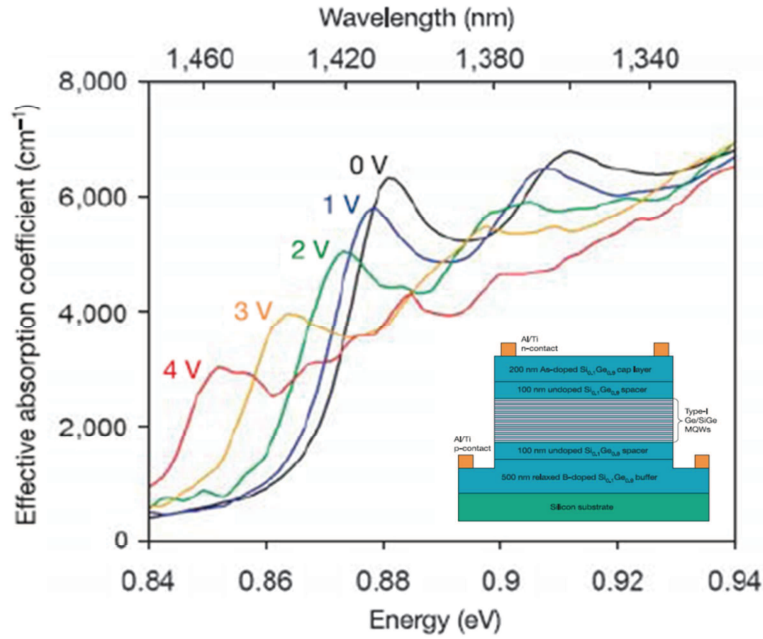


Figure 12 : Spectre d'absorption de la structure à puits quantiques Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} [51].

Ces structures ont été également étudiées dans le groupe MINAPHOT de l'IEF. De nombreuses démonstrations ont eu lieu avant le début de ma thèse depuis l'observation de l'ESCQ jusqu'à la réalisation d'un modulateur à haute performances. En 2011 P. Chaisakul démontre pour la première fois, et à une température ambiante, l'effet Stark sur Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} par épitaxie LEPECVD (Low-Energy Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition) [52]. 50 puits quantiques d'une épaisseur de 10nm/15nm respectivement dans les puits et les barrières ont été épitaxiés sur un substrat virtuel de Si_{0.10}Ge_{0.90}. Le bord d'absorption de la structure est localisé à la longueur d'onde 1.4μm.

Par la suite, un modulateur de 3μm de large et de longueur 90μm a été réalisé présentant un taux d'extinction de 12dB sous une tension de polarisation de 5V, sa bande passante était de 23 GHz (figure 13) [53]. La consommation de l'énergie par bit de ce modulateur a été évaluée à 108fJ/bit pour une tension de commande de 1V. Cette valeur se rapproche des valeurs exigées au niveau de l'intégration CMOS [7], ce qui rend ce type de modulateur très intéressant.

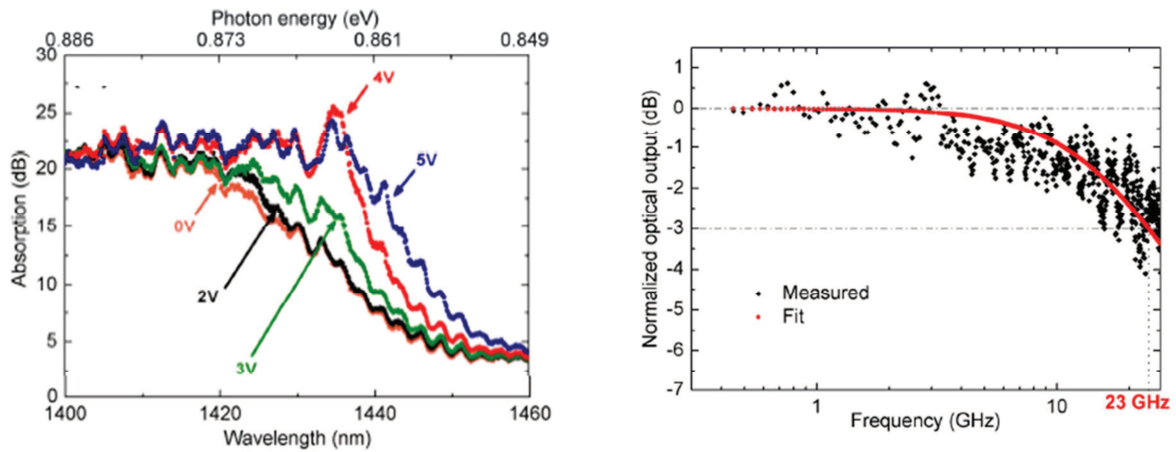


Figure 13 : (a) spectre d'absorption du modulateur aux différentes tensions de polarisation, (b) la transmission optique en fonction de la fréquence de polarisation [53].

En parallèle à ces travaux, d'autres structures ont été réalisées pour étudier les différents phénomènes physiques dans les puits quantiques. La dépendance de l'absorption des puits quantiques en fonction de la polarisation de la lumière a été mise en évidence [54]. L'électroluminescence a été démontrée sur ces structures et la dépendance de celle-ci avec la température et le courant d'injection a été étudié. Le spectre d'électroluminescence montre clairement la possibilité d'avoir une recombinaison des porteurs par la transition à bande interdite directe dans le puits en germanium [55]. Par la suite, une intégration monolithique d'un modulateur et d'un photodétecteur ont été réalisés pour faire des interconnexions optiques. Le substrat SiGe a été utilisé comme un guide d'onde optique pour transmettre le signal optique modulé d'un modulateur Ge/SiGe vers le photodétecteur utilisant la même région active [56].

La structure à puits quantique Ge/SiGe est aussi envisagée pour la réalisation d'un modulateur à électroréfraction aux longueurs d'ondes au-delà du bord de bande d'absorption. En 2011, Iseri et al, proposent une étude théorique de la variation de l'indice de réfraction dans des puits quantique Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} couplés, et cela pour les deux polarisations de la lumière incidente (TE et TM). Un facteur de mérite $V_{\pi}L_{\pi}$ de l'ordre de 0.31Vcm a été calculé, ce qui constitue une voie prometteuse pour la réalisation des modulateurs Mack-Zehnder et les switches [57]. En 2013, Frigerio et al, ont démontré expérimentalement la variation de l'indice de réfraction dans le Ge/SiGe [58]. La mesure du décalage des pics de la cavité Fabry-Pérot formés par les facettes d'un guide d'onde ont permis de déduire un variation de l'indice de réfraction supérieure à 1.3×10^{-3} sous un champ électrique de 88kV/cm à la longueur d'onde de 1475nm, le facteur de mérite $V_{\pi}L_p$ obtenu est de 0.46Vcm. Cette

efficacité de modulation semble être compétitive avec les valeurs obtenues sur des modulateurs en silicium (1 à 2Vcm).

L'intégration sur une plateforme SOI est un enjeu important pour le développement de ces structures, c'est pourquoi cet axe a été l'objet de nombreuses recherches. En 2011, le premier modulateur basé sur les hétérostructures Ge/SiGe intégré sur SOI a été fabriqué par la technique de l'épitaxie sélective [59] [60]. Le taux d'extinction obtenu dans ce modulateur est de l'ordre de 2.84dB à 1.55 μ m avec une tension de commande de 1V (figure 14), et une bande passante de plus de 8GHz, ce qui donne une puissance dissipée de l'ordre de 20fJ/bit. L'inconvénient de cette structure sont les pertes d'insertion estimées à 12dB, dû à un fort désaccord modal entre le guide en silicium et la région active Ge/SiGe épitaxiée sur le substrat Si après gravure de la couche d'oxyde.

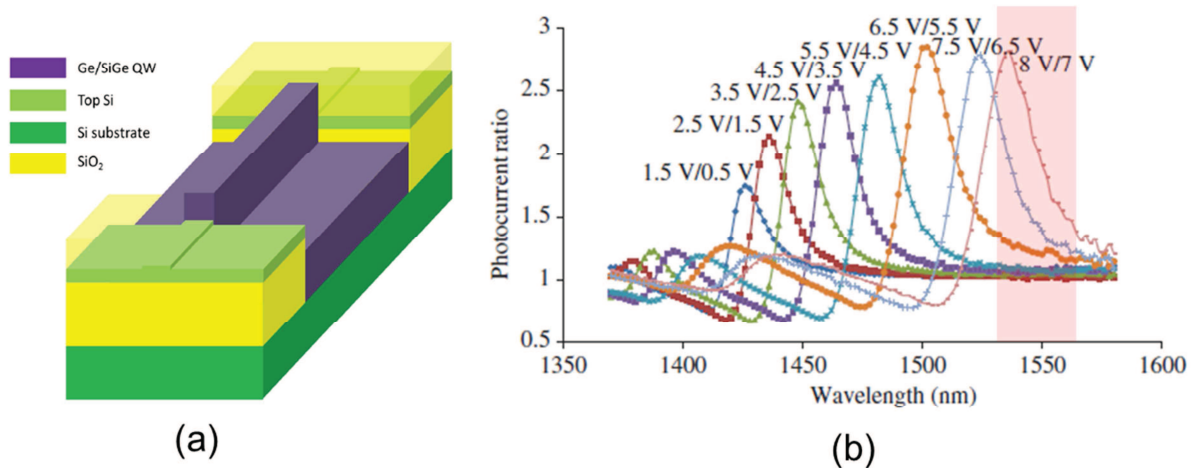


Figure 14 : (a) : le modulateur intégré avec un guide d'onde SOI (b) Taux d'extinction déduit de la mesure du photocourant, la bande C est encadré en rouge [59]

5. Conclusion

Dans le cadre de mes travaux, je me suis attaché à résoudre les deux points bloquants pour l'utilisation des modulateurs à puits quantiques Ge/SiGe pour les interconnexions optiques. Le premier objectif a été de démontrer la possibilité de concevoir une structure fonctionnant à la longueur d'onde de 1.3 μ m. Je me suis ensuite attaché à concevoir un modulateur intégré sur un substrat SOI.

Dans le chapitre 2, on se concentrera sur les propriétés du matériau à utiliser. Je présenterai les propriétés électroniques et optiques du germanium et l'alliage SiGe. Par la

suite, je présenterai la conception d'un modulateur fonctionnant à la longueur d'onde de $1.3\mu\text{m}$. La démonstration de l'effet Stark confiné quantiquement sur une structure Ge/SiGe ainsi que la caractérisation d'un modulateur à la longueur d'onde $1.3\mu\text{m}$ seront détaillés dans le chapitre 3. La technique d'épitaxie utilisée pour ce type de structure ainsi que la fabrication en salle blanche y seront détaillées. Le quatrième chapitre sera consacré à la conception d'un modulateur intégré sur SOI, en utilisant un couplage évanescent vertical. Nous estimerons ensuite les performances attendus de ce type de modulateurs, notamment les pertes d'insertions et le taux d'extinction. Le cinquième et dernier chapitre sera consacré à la fabrication et à la caractérisation des modulateurs intégrés sur SOI.

**Chapitre II : Propriétés des structures à puits quantiques
Ge/SiGe**

Pour concevoir des composants optoélectroniques, il est nécessaire de connaître les propriétés des matériaux choisis. Ce chapitre est consacré principalement à la physique de l'alliage SiGe, il est divisé en trois grandes parties. La première partie a pour but de présenter les différents aspects physiques des alliages SiGe, en commençant par leur structure cristalline. Ensuite, les propriétés électroniques de ces alliages et leur épitaxie ($\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$) seront détaillées. Les contraintes qui apparaissent au niveau des différentes couches ainsi que les structures à contraintes compensées seront présentées.

La deuxième partie est consacrée aux propriétés optiques des matériaux à base de SiGe. La conception d'une structure à puits quantiques Ge/SiGe fonctionnant à la longueur d'onde $1.3\mu\text{m}$ sera l'objet de la troisième partie de ce chapitre. On introduira l'outil de simulation et la méthode $k \cdot p$ qui ont été utilisés pour cette conception. Dans le but de valider les résultats de cette étude, une comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux sera faite.

1. Propriétés électroniques des alliages SiGe

1.1 Structure cristalline

Le silicium, germanium et l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sont des matériaux de la colonne IV du tableau périodique des éléments, et leur structure atomique est ordonnée selon la structure cristalline diamant (figure 15). Leurs réseaux de Bravais sont cubiques à faces centrées, ils consistent en deux cubes décalés selon la diagonale principale d'un quart de la longueur de celle-ci, c'est-à-dire ils occupent respectivement la position $(0,0,0)$ et $(\frac{a}{4}, \frac{a}{4}, \frac{a}{4})$, où a est l'arête du cube. Dans cette configuration, la répartition des atomes du germanium et du silicium dans un alliage SiGe est complètement aléatoire et homogène tout en respectant la stœchiométrie du cristal. Cela prouve l'absence de plans préférentiels au sein du cristal, que ce soit pour un cristal qui contient majoritairement des atomes de Si ou bien des atomes de Ge [61].

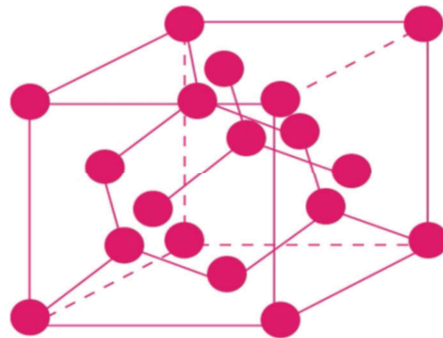


Figure 15: Structure cristalline diamant.

Les caractéristiques structurales du silicium et du germanium à 300K sont reportées dans le tableau 1. Le germanium possède un paramètre de maille plus grand que le silicium de 4.2%. Dans le cas du matériau $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, les atomes de diamètres différents sont mélangés. Le paramètre de maille du cristal varie de celui de silicium pour $x = 0$ à celui du germanium pour $x = 1$. Cette dépendance avec la fraction x est décrite simplement par la loi de Vegard [62]:

$$a_x = a_{\text{Si}}(1 - x) + a_{\text{Ge}}x \quad (2.1)$$

D'après cette loi, le paramètre de maille varie linéairement en fonction de la concentration en germanium. Cependant une comparaison entre les résultats théoriques [61] et expérimentaux [63] a permis de corriger cette loi et d'aboutir à :

$$a_x = 0.5431 + 0.01992x + 0.002733x^2 \quad (\text{nm}) \quad (2.2)$$

Cette différence de paramètre de maille va jouer un rôle très important sur l'épitaxie de ces structures sur silicium, ainsi que sur ses propriétés optoélectroniques.

Propriétés	Silicium	Germanium
Diamètre de l'atome (Å°)	1.46	1.52
Paramètre de maille (Å°)	5.431	5.658
Densité atomique (atomes/cm ³)	5.0 10 ²²	4.42.10 ²²

Tableau 1: Diamètre de l'atome, le paramètre de maille ainsi que la densité atomique de Ge et de Si à une température ambiante 300K [64] [65].

1.2 Propriétés électroniques

La connaissance de la structure des bandes du silicium et du germanium est primordiale pour la compréhension des propriétés électroniques et optiques de l'alliage SiGe. Ils possèdent une bande interdite indirecte, c'est à dire que le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction ne correspondent pas au même vecteur d'onde \mathbf{k} .

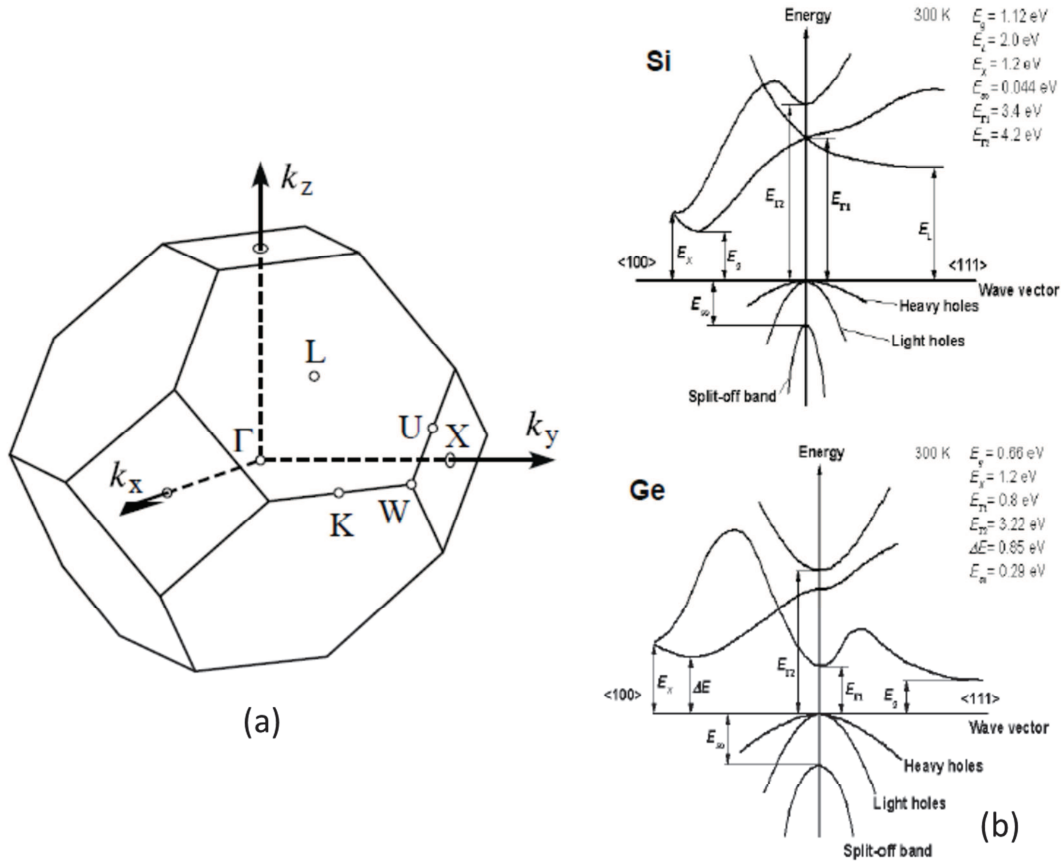


Figure 16- (a) Espace réciproque (première zone de Brillouin) de la structure cristalline diamant avec les points de symétries et les différentes directions. (b) Structure des bandes d'énergies dans l'espace réciproque pour le Si et le Ge à 300K [66]

Les bandes d'énergies des deux semiconducteurs sont représentées dans l'espace réciproque de la première zone de Brillouin sur la figure 16. Le sommet de la bande de valence est situé en $k = 0$ (centre de la zone de Brillouin), elle est formée par trois bandes dégénérées dites de *trous lourds* (*heavy hole HH*), *trous légers* (*light hole LH*) et de *split-off* (*SO*) dans les deux types des semiconducteurs. Pour ce qui est de la bande de conduction, le minimum se situe dans la vallée X (15% de l'extrême de la zone de Brillouin) le long de la direction Δ ($\langle 100 \rangle$) pour le silicium. Pour le germanium, le minimum de la bande de conduction est localisé dans la vallée L ($\langle 111 \rangle$). Les valeurs des largeurs des bandes interdites directes et indirectes pour le silicium et le germanium sont reportées sur le tableau 2.

Energies de la bande interdite		Silicium	Germanium
0 K	directe	4.18 eV	0.89 eV
	indirecte	1.17 eV	0.74 eV
300 K	directe	4.06 eV	0.80 eV
	indirecte	1.12 eV	0.66 eV

Tableau 2 : Largeur des bandes interdites directes et indirectes pour le Si et le Ge à 0 K et 300 K [67]

Pour un alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, l'évolution des bandes d'énergies en fonction de la variation des concentrations x de germanium dans l'alliage ont été évaluées expérimentalement par Weber et al, par des mesures de la photoluminescence [68]. Les résultats sont représentés sur la figure 17. La position du minimum de la bande de conduction varie de la vallée X (du silicium) à la vallée L (cas du germanium). Pour des fractions de germanium inférieures à 85%, le minimum de la bande de conduction est en vallée X, puis au-delà de cette concentration, on aura le passage du minimum vers la vallée L. Des lois de l'évolution des énergies de la bande interdite indirecte en fonction de x ont été déduites de ces mesures expérimentales :

$$E_{g,ind} = 1.155 - 0.43x + 0.206x^2 \text{ (eV)} \quad \text{for } x < 0.85 \quad (2.5 - a)$$

$$E_{g,ind} = 2.010 - 1.270x \text{ (eV)} \quad \text{for } x > 0.85 \quad (2.5 - b)$$

La connaissance de ce comportement des bandes d'énergies est particulièrement utile car il présage du fait que l'alliage SiGe aura deux zones d'états fondamentaux. En effet, en dessous de 85% de germanium, les bandes du SiGe présentent un comportement semblable à celles de silicium, on dit que l'alliage est *Si-like*. Au-delà de 85%, les bandes évoluent comme celles du germanium, d'où le nom *Ge-like*.

Pour l'évolution de la bande interdite directe, elle suit une décroissance monotone depuis celle du silicium c'est-à-dire 4.06 eV vers celle de germanium qui est de 0.8 eV [68].

$$E_{g,dir} = 4.185 - 3.296x \text{ (eV)} \quad (2.6)$$

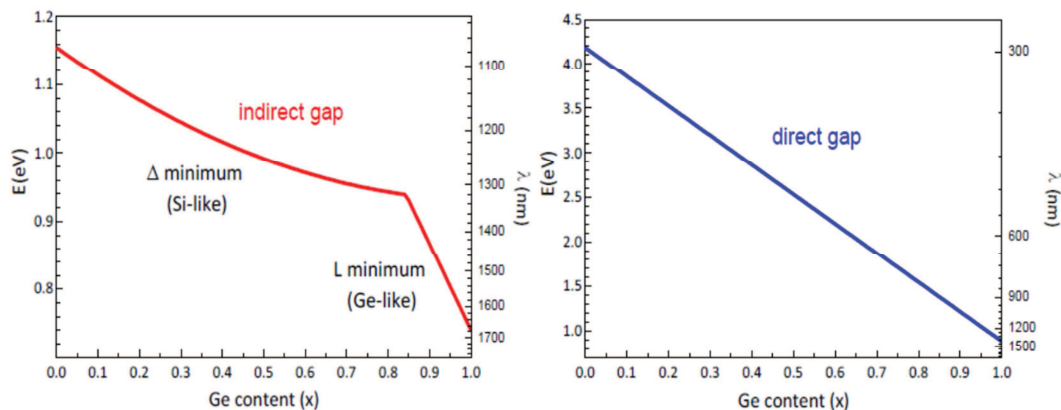


Figure 17 : Evolution de l'énergie bande interdite directe et indirecte dans un alliage $Si_x Ge_{1-x}$ en fonction de la concentration de germanium

La température joue également un rôle très important sur les variations des bandes d'énergies du semiconducteur. Varshni a abouti à une relation exprimant l'évolution de la bande interdite du Si et du Ge en fonction de la température. Elle est donnée par la relation suivante [67]- [69]:

$$E_g(T) = E_g(T = 0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad (2.7)$$

Les paramètres (α et β) de Varshni sont reportés dans le tableau 3. Ils sont propres à chaque semiconducteur.

	Si	Ge
α (Indirect gap)	$4.73 \cdot 10^{-4}$ eV /K	$4.77 \cdot 10^{-4}$ eV/K
β (indirect gap)	636 K	235 K
α (Direct gap)	-----	$6.5 \cdot 10^{-4}$ eV/k
β (Direct gap)	-----	410 K

Tableau 3 : Les paramètres de Varshni pour le silicium et le germanium (Selon l'équation 2.7)

1.3 Contraintes des couches minces SiGe

1.3.1 Contraintes dans des couches pseudo-morphiques $Si_{1-x}Ge_x/Si_{1-y}Ge_y$

Les alliages SiGe ont un paramètre de maille qui varie en fonction de la composition. Cette différence a pour conséquence l'introduction de contraintes en tension ou en

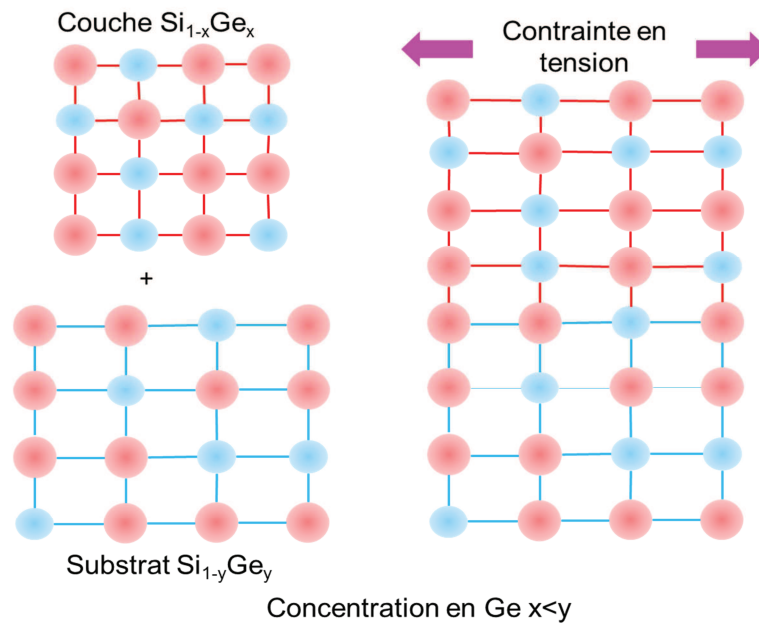
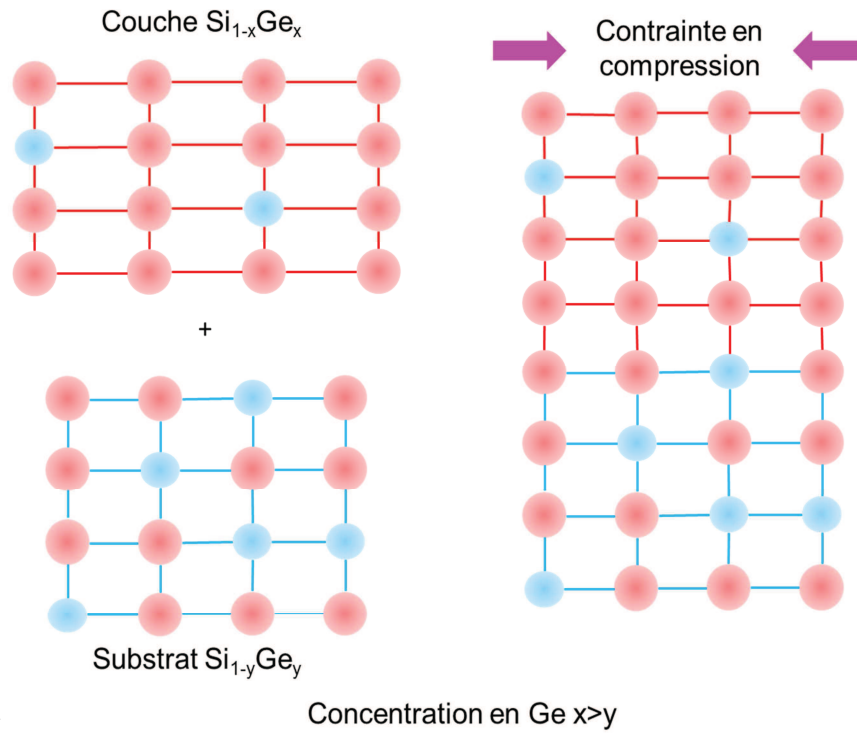
compression de l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ épitaxié sur $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ en fonction des concentrations (x, y) . De plus, les dislocations qui apparaissent au niveau de l'interface entre les deux couches dégradent les propriétés optiques de la structure. Selon l'application visée, et les propriétés optiques et électroniques recherchées, la croissance des hétérostructures $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x / \text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ dépend essentiellement des conditions de la croissance, l'épaisseur à déposer et la concentration en germanium des deux alliages.

Dans cette partie, on va voir les différentes contraintes qui apparaissent lorsqu'un alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (ou germanium pur) est déposé sur une autre couche $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ (ou sur Si si $y = 0$) et leur influence sur les différentes bandes d'énergies.

Quand une couche mince en $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ est déposée sur une couche $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ plus épaisse, il y aura l'apparition d'une déformation à l'interface des deux couches, ce qui engendre un changement de paramètre de maille pour la couche $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Celui-ci aura tendance à s'adapter pour accorder son paramètre de maille cristallographique dans le plan de croissance, c'est la croissance dite pseudo-morphique des couches minces de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sur $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ (figure 18).

Si le dépôt des couches minces se fait à basse température et que les couches ne subissent aucun traitement thermique, des contraintes en compression auront lieu dans les couches où la concentration en germanium x est supérieure à y , car le $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ aura un paramètre de maille plus grand. Dans le cas contraire, c'est-à-dire la concentration en x est inférieure à y , le paramètre de maille du $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ va être plus petit et subira une contrainte en tension.

En termes d'équations, si on suppose que la position d'un atome dans le cristal sans contraintes est à une position $\vec{X} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$, sa position lorsqu'il subit des contraintes sera $\vec{X}' = \vec{\bar{\epsilon}}\vec{X}$, ou $\vec{\bar{\epsilon}}$ est le tenseur déformation du cristal. Dans le cas d'une déformation biaxiale, on pourra écrire que :



● Silicium
 ● Germanium

Figure 18 : Dépôt de couches minces de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sur un substrat $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$

$$\bar{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

De manière générale, tant qu'il n'y a pas de relaxation, c'est le substrat qui imposera son paramètre de maille a_0 , et on écrit :

$$\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a_0 - a}{a}$$

Avec a est le paramètre de maille de la couche déposée.

Le paramètre de maille de la couche mince sera également modifié dans la direction (z). En effet, pour une contrainte imposée par le substrat dans le plan (x, y), la couche mince réarrange ses atomes de manière à minimiser l'énergie interne du cristal. La couche aura également un nouveau paramètre de maille dans la direction perpendiculaire a_{\perp} . Ce dernier est relié à la déformation perpendiculaire au plan des couches par la relation :

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{zz} = \frac{a_{\perp} - a}{a} \quad (2.9)$$

Tous les éléments de la matrice tenseur de déformation sont donc directement liés aux paramètres de mailles. D'autre part, on pourra également écrire une relation entre la déformation parallèle et perpendiculaire :

$$\varepsilon_{\perp} = -2 \frac{C_{12}}{C_{11}} \varepsilon_{\parallel} \quad (2.10)$$

Ou C_{11} et C_{12} sont les constantes d'élasticités et $\nu = -2 \frac{C_{12}}{C_{11}}$ représente le coefficient de Poisson [70], [71]

Pour identifier l'influence de ces déformations sur les bandes d'énergies, une décomposition en une composante hydrostatique ε_h qui détermine le changement relatif du volume ($=\Delta V/V$) et une composante uniaxiale ε_t est utilisée. Elles se définissent en fonction de la déformation parallèle et perpendiculaire comme suit [70] :

$$\varepsilon_h = 2\varepsilon_{\parallel} \quad (2.11 - a)$$

$$\varepsilon_t = \varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel} \quad (2.11 - b)$$

Cette décomposition des déformations en une contribution hydrostatique et uni-axiale permet de bien analyser leur effet sur les propriétés optiques et électroniques de la structure. En effet, les contraintes hydrostatiques modifient l'énergie de la bande interdite Δ (pour le Si) L (pour le Ge) et Γ , par contre les contraintes uniaxiales sont responsables de la dégénérescence de la bande de valence en une bande HH, LH et elle décale la bande SO vers le bas de la bande de valence. Cette dernière est responsable aussi de la dégénérescence de la bande Δ en Δ_2 et Δ_4 dans les alliages riches en Si. Les différentes contraintes et leurs effets sont représentés sur la figure 19.

Sur une structure $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ contrainte en tension, les contraintes hydrostatiques engendrent un décalage de la bande de conduction vers le bas et de la bande de valence vers le haut, ce qui a comme conséquence la réduction de l'énergie de bande interdite directe et indirecte du matériau. Pour la contrainte uni-axiale, elle agit sur la bande de valence, en levant la dégénérescence en LH et HH avec une bande LH plus haute que HH, comme représenté sur la figure 19-a. Par contre si on a une structure contrainte en compression (le cas d'un puits quantique en Ge sur un substrat virtuel SiGe), les contraintes hydrostatiques vont augmenter l'énergie de la bande interdite et les contraintes uni-axiales dégènèrent la bande de valence avec une bande HH qui se positionne au-dessus de la bande LH elle-même au-dessus de la bande SO. Cet effet est observable dans les structures Ge/SiGe (figure 19-b). La figure 20 représente la variation de l'énergie de la bande interdite directe ($c\Gamma$ -HH et $c\Gamma$ -LH) en fonction des contraintes appliquées sur une couche en Ge.

Comme on peut le constater, la maîtrise des contraintes permet de contrôler les structures des bandes d'énergies des couches $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ pseudomorphiquement déposées sur le $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$. Elle nous permet plus concrètement de choisir l'énergie de bande interdite et donc la longueur d'onde de travail d'un modulateur à électroabsorption.

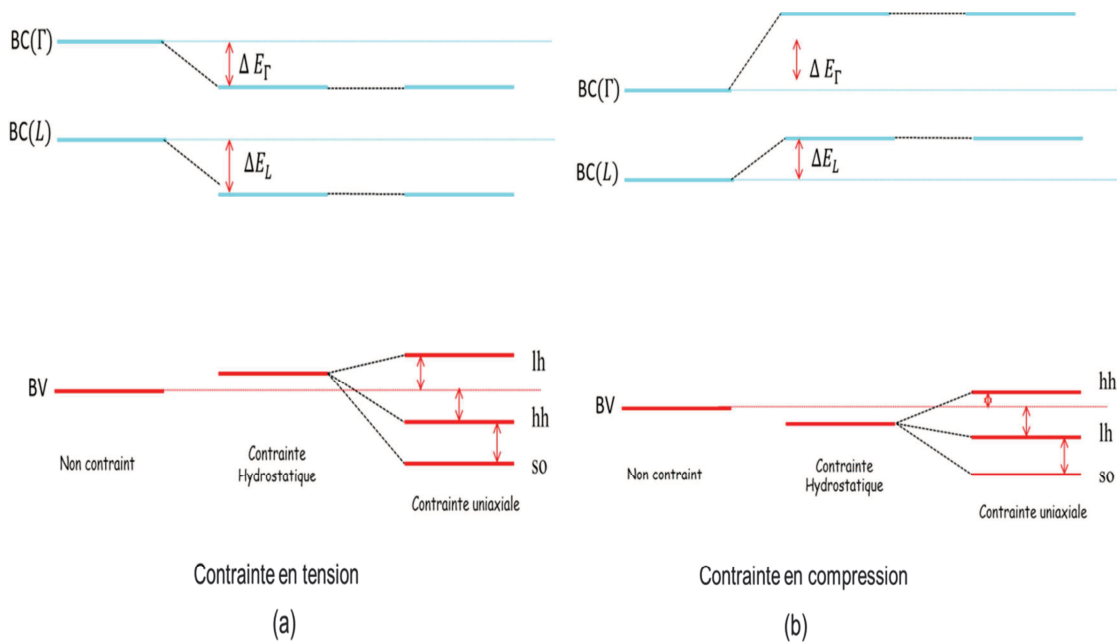


Figure 19 : L'effet des contraintes sur la bande de conduction et de valence dans un alliage SiGe [72].

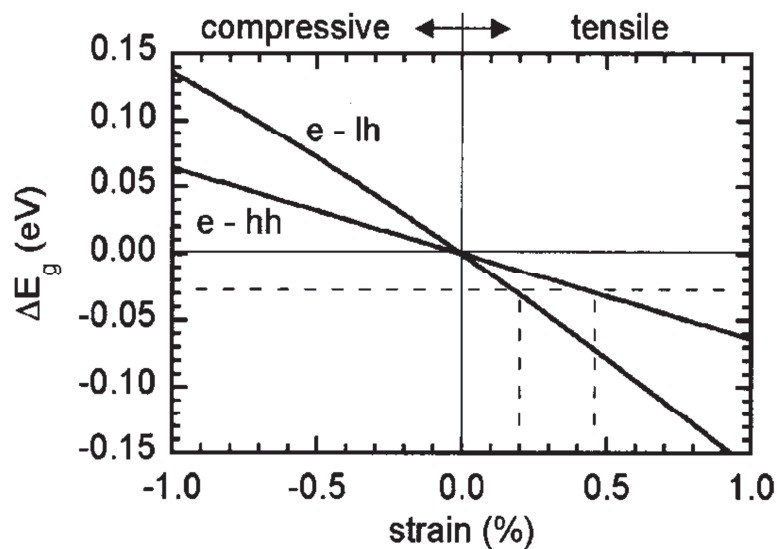


Figure 20 : La variation de l'énergie de la bande interdite directe en fonction des contraintes appliquées sur une couche Ge épitaxiée sur Si [73]

Dans le cas d'un dépôt de germanium pur sur silicium, celui-ci sera à priori en compression à cause du désaccord de maille. Cependant, il existe des techniques qui permettent d'avoir une couche en germanium complètement relaxée, voire même du germanium contraint en tension. La relaxation est possible soit en utilisant une couche d'adaptation entre le silicium et le germanium, dans laquelle le paramètre de maille passe proportionnellement de celui du silicium à celui du germanium.

Avoir des contraintes en tension semble trouver des applications très intéressantes, notamment pour la réalisation d'un laser en germanium. En effet, les contraintes en tension n'agissent pas de la même manière sur la vallée Γ et L. Par conséquent l'écart entre ces deux vallées se réduit pour atteindre 115 meV avec une contrainte de l'ordre de 0.25% [24]. L'épitaxie UHV-CVD peut être utilisée pour l'épitaxie de ce type de structures. En effet, le dépôt de la couche de germanium sur silicium s'effectue à différentes hautes températures, qui sont nécessaires à l'épitaxie et les recuits. Lors du retour à la température ambiante, le germanium restera contraint en tension, à cause de son coefficient de dilatation thermique qui est supérieur à celui du silicium [73] [74] [75] [76].

1.3.2 Epaisseur critique

L'épaisseur critique est l'épaisseur maximale d'une couche $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ épitaxiée sur $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ avant l'apparition des dislocations et la relaxation de la couche. En d'autres termes, c'est une limite en épaisseur au-delà de laquelle la déformation de la couche n'est plus maintenue. En effet, au cours de la croissance des couches minces SiGe, chaque monocouche apporte de l'énergie élastique. Par accumulation de cette énergie, il arrive un point où l'apparition des lacunes a un coût énergétique plus faible. Dans les endroits où ces défauts ont été générés, l'addition de l'énergie élastique peut alors engendrer la rupture des liaisons adjacentes de proche en proche, donnant naissance à des dislocations qui vont relaxer la couche. Ce phénomène limite l'épaisseur pouvant être atteinte par l'échantillon sans qu'il perde sa contrainte initiale. L'épaisseur critique est fortement dépendante de la technique d'épitaxie et du budget thermique mis en jeu lors de la croissance. Elle décroît lorsque la température de dépôt augmente [77] [78] [79]. Sur la figure 21-a, l'épaisseur critique est représentée en fonction de la concentration de Ge dans l'alliage SiGe déposé sur de silicium à une température de $550 \text{ }^\circ\text{C}$. On peut voir les deux courbes qui limitent les trois états possibles où peuvent se retrouver les couches déposées sur un substrat Si. 1) Une couche contrainte stable : le paramètre de maille prend la forme de celui du substrat, 2) une couche métastable : le matériau possède des défauts, mais en nombre suffisamment faible pour ne pas conduire à des dislocations, 3) La troisième et dernier état est celui où le matériau devient disloqué.

Dans le cas d'un film plus épais, c'est-à-dire dans le cas où on dépasse largement l'épaisseur critique, il y aura apparition de dislocations qui vont se propager depuis la jonction jusque dans le volume. Par conséquence, les couches éloignées de l'interface Si-SiGe auront tendance à être relaxées et elles retrouveront les propriétés de la couche finale. Les

dislocations constituent une dégradation des propriétés électroniques et de la qualité de la structure cristalline. En effet, ces dislocations causeront la perte de la périodicité de la maille et elles vont introduire des états électroniques non-souhaités dans la bande SiGe.

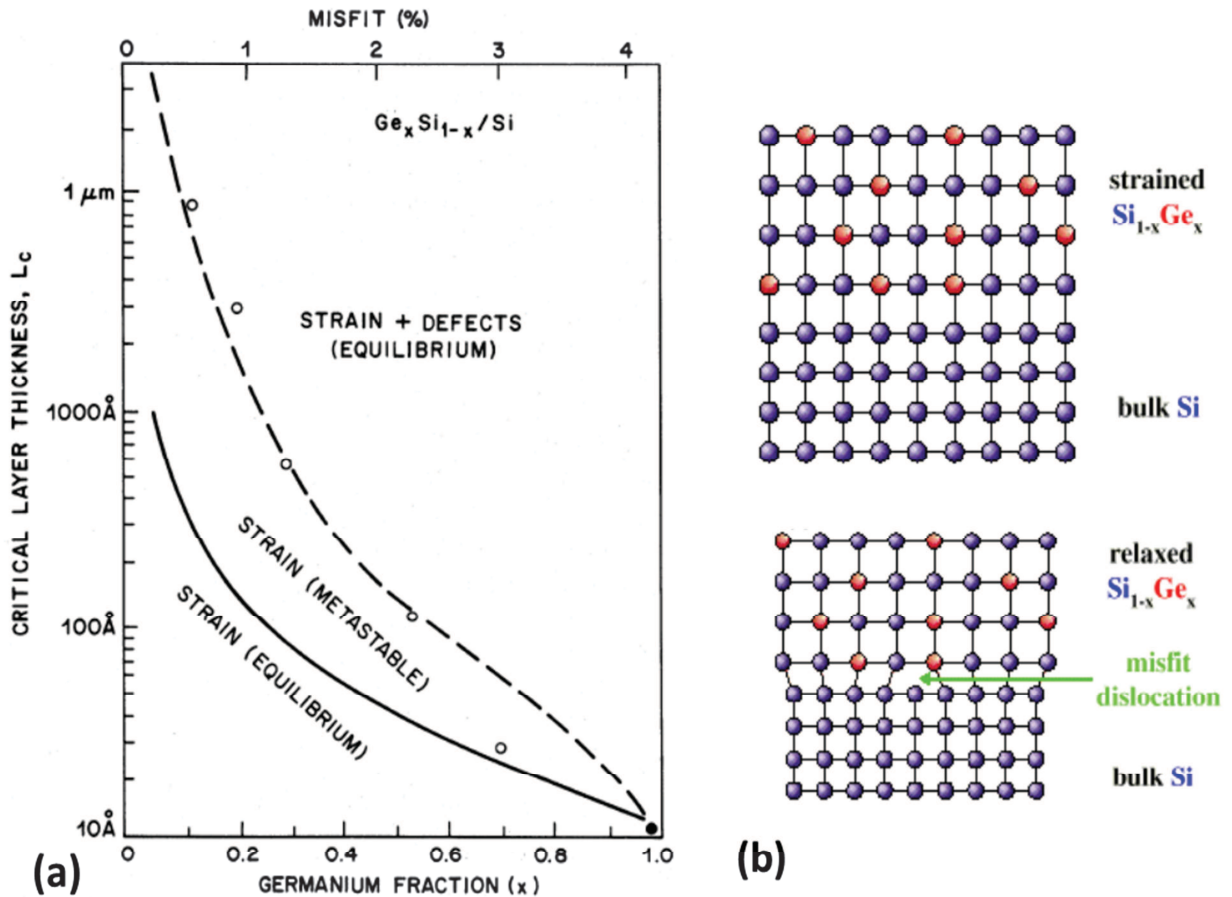


Figure 21 : a) : Epaisseur critique d'un film $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ contraint déposée sur un substrat Si [80], les petits cercles représentent la courbe expérimentale pour une couche métastable à $550\text{ }^\circ\text{C}$ épitaxiée par MBE. b) couche $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ complètement relaxée en dépassant l'épaisseur critique et une couche contrainte stable.

1.3.3 Structure à contraintes compensées

Malgré la différence de paramètre de maille entre de Si et le Ge, il est possible de faire une croissance d'une structure Ge/SiGe à forte concentration en germanium en utilisant un substrat virtuel relaxé SiGe riche en Ge. Ce substrat virtuel peut être obtenu par l'utilisation d'une couche buffer graduel (figure 22)

En effet pour réduire les dislocations et les localiser dans les étages inférieurs, on réalise une croissance avec une variation progressive de la concentration en germanium à partir du

silicium afin d'avoir une couche finale SiGe complètement relaxée. Une fois que ce substrat virtuel SiGe est obtenu, il est possible de déposer des structures à puits quantiques Ge/SiGe caractérisées par la compensation des contraintes.

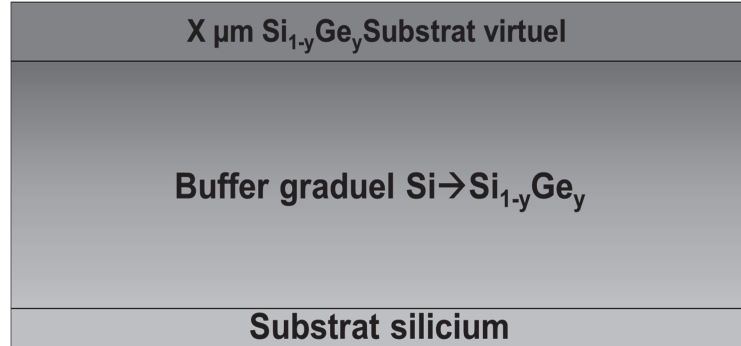


Figure 22 : Vue de l'épitaxie du buffer graduel et la couche du substrat virtuel $Si_{1-y}Ge_y$ sur lequel les puits quantique peuvent être épitaxiés

L'objectif de la technique des contraintes compensées est d'avoir une résultante des contraintes globales exercées dans les puits et les barrières nulles par rapport au substrat virtuel sur lequel les puits quantiques ont été déposés. Cela implique des choix très rigoureux et précis sur la composition des différentes couches, leurs épaisseurs ainsi que le choix de la nature du substrat virtuel pour compenser les contraintes de toute la structure et éviter l'apparition des dislocations et les défauts.

Si on a un substrat virtuel avec un paramètre de maille a_0 , et que l'on a n couches à déposer avec des épaisseurs l_k avec un paramètre de maille a_k , alors la relation qui donnera un structure à contrainte compensées est [70]:

$$a_0 = \frac{\sum_{k=1}^n A_k l_k / a_k}{\sum_{k=1}^n A_k l_k / a_k^2} \quad (2.12)$$

Avec A_k est la densité d'énergie élastique dans chaque couche k . Dans le cas d'un cristal cubique (ce qui est le cas pour le Si, Ge et SiGe), il s'écrit comme :

$$A_k = C_{11} + C_{12} - 2 \frac{C_{13}^2}{C_{33}} \quad (2.13)$$

Ou les C_{ij} sont les éléments de la matrice des coefficients d'élasticités.

Dans le cas où la structure a une périodicité des couches, alors il suffit de calculer a_0 sur une période. En plus, si les coefficients d'élasticité sont très proches pour toutes les couches, on pourra écrire :

$$a_0 = \frac{\sum_{k=1}^n l_k a_k}{\sum_{k=1}^n l_k} \quad (2.14)$$

Dans le cas d'une hétérostructure Ge/Si_{1-x}Ge_x épitaxiée sur Si_{1-y}Ge_y l'équation (2.14) se simplifie en :

$$a_{\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y} = \frac{a_{\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x} * l_b + a_{\text{Ge}} * l_p}{l_b + l_p} \quad (2.15)$$

Avec l_b et l_p sont les épaisseurs de la barrière et du puits (figure 23). Sur le tableau 4 , deux exemples sont reportés : Les structures Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65} sur Si_{0.21}Ge_{0.79} et Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} sur Si_{0.1}Ge_{0.9}, elles sont utilisées dans la suite de ce manuscrit :

Couche	a [nm]	l_b [nm]	l_p [nm]	$a_{\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y}$ [nm]	y
Ge	0.5658	----	10	0.5606	79%
Si _{0.35} Ge _{0.65}	0.5572	15	----		
Ge	0.5658	----	10	0.5635	90%
Si _{0.15} Ge _{0.85}	0.5620	15	----		

Tableau 4 : Paramètres de maille ainsi que la concentration y en germanium de substrat virtuel SiGe pour avoir une structure à puits quantiques à contraintes compensées.

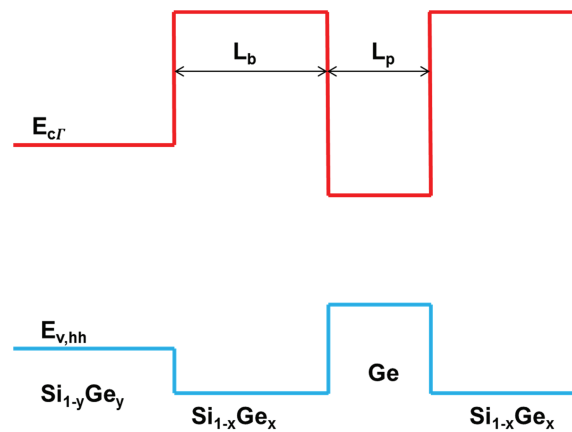


Figure 23 : Schéma de principe pour les bandes de valence et de conduction dans le substrat virtuel (Si_{1-y}Ge_y), la barrière (Si_{1-x}Ge_x) ainsi que le puits Ge.

Avec de telles concentrations en germanium dans le substrat virtuel, les puits quantiques seront contraints en compression et les barrières en tension. L'ensemble va avoir une contrainte moyenne nulle par rapport au substrat virtuel SiGe.

1.4. Propriétés optiques d'un alliage SiGe

Le spectre d'absorption de l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ varie en fonction de la concentration en germanium dans l'alliage. C'est en 1958, que Braunstein a mesuré l'absorption intrinsèque de l'alliage SiGe riche en Ge [81]. La figure 24 représente les résultats de mesure du spectre d'absorption. Comme on peut le constater, l'absorption de l'alliage avec 36% de Si présente une variation lente en fonction de l'énergie des photons. Aucune variation brutale du spectre d'absorption n'est observée ce qui signifie que la transition à bande interdite indirecte est prépondérante.

A partir de 12.6% de concentration de germanium, la structure des bandes devient *Ge-Like*, ce qui explique l'évolution rapide du spectre d'absorption vers celui du Ge pure. Au fur et à mesure que la concentration en silicium diminue, l'absorption directe domine de plus en plus dans l'alliage, et pour le germanium (0% de Si) on peut observer clairement la variation brutale due à la transition par la bande d'énergie directe de Ge.

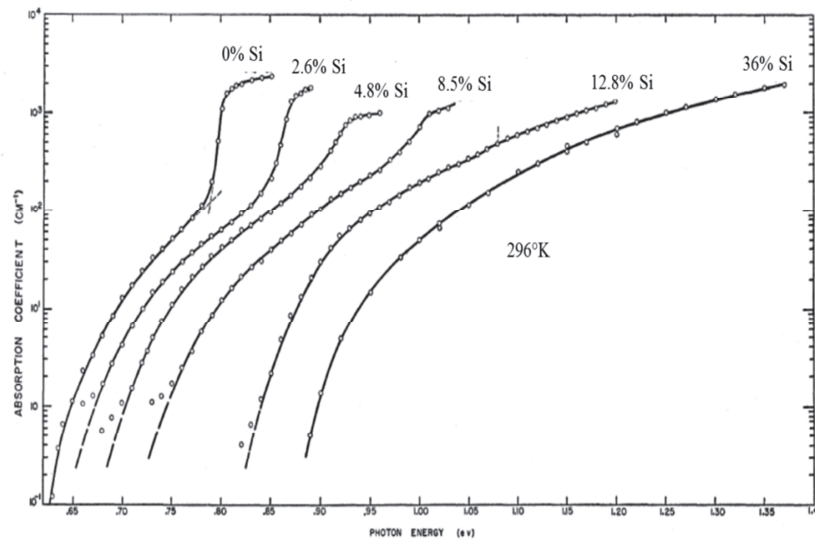


Figure 24: Spectre d'absorption de l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ [81]

2. Structure à puits quantiques Ge/SiGe

De nombreuses recherches ont été faites pour la démonstration de l'effet Stark confiné quantiquement dans des structures à base de Si et Ge. Le confinement des porteurs peut avoir lieu dans le puits ou la barrière, ce qui permet de définir deux types de structures à puits quantiques, type-I et de type-II. En se basant sur ces deux types, toutes les expériences faites

sur des alliages riches en silicium n'ont pas abouti à un effet Stark efficace à cause de leurs bandes interdites indirectes [82]. Par contre, l'utilisation de germanium dans les puits, démontre un effet Stark très efficace grâce au petit écart qui existe entre la bande interdite directe et indirecte ($\Delta E = 136\text{meV}$).

2.1. Structure des bandes d'énergies

L'alignement des bandes d'énergies dans des hétérostructures $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ était l'objet de plusieurs travaux pour calculer et comprendre les propriétés électroniques et optiques de telles structures [71] [83] [84]. Virgilio et al. ont calculé l'énergie de la bande interdite, l'alignement des bandes ainsi que les offsets pour toutes les concentrations en germanium ($0 \leq x, y \leq 1$), en se basant sur la méthode des liaisons fortes [71]. Dans ce modèle, le puits quantique est supposé épitaxier pseudomorphiquement sur une barrière relaxée, ce qui est un peu différent des structures à compensation de contraintes sur un substrat virtuel (figure 25). Pour l'alignement dit type-I, le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont dans la même couche, ou les deux types de porteurs seront confinés. Dans la structure étudiée dans le cadre de ma thèse (typiquement Ge/ $\text{Si}_{0.65}\text{Ge}_{0.35}$ sur un substrat virtuel $\text{Si}_{0.21}\text{Ge}_{0.79}$), l'alignement des bandes est aussi de type-I. Le deuxième type de confinement est le type-II, où les électrons seront confinés dans une couche et les trous dans une autre. On trouve souvent ce type d'alignement dans les systèmes SiGe/Si où les électrons sont toujours confinés dans le puits riches en Ge et les trous dans les barrières en Si [85] [82].

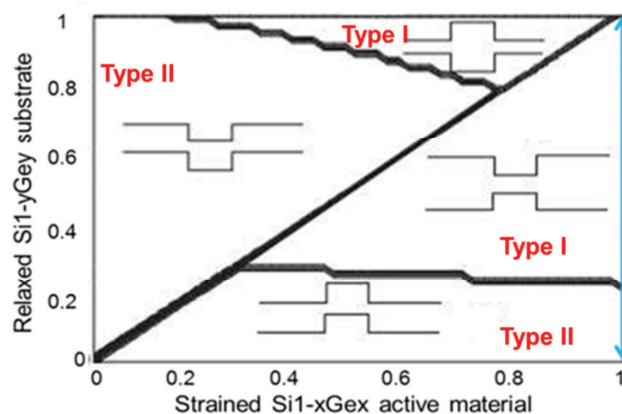


Figure 25 : Différents types d'alignement de la bande de valence et de conduction dans un système $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ contraint sur $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ relaxé. La flèche bleu indique le domaine de variation des alignements pour un système Ge/Si_{1-x}Ge_x [71]

2.2. Spectre d'absorption

L'absorption est un outil de mesure performant pour l'étude des états électroniques, des propriétés optiques, de la qualité de la structure à puits quantiques, de la morphologie des interfaces et l'estimation des défauts et des dislocations dans la structure [86] [87] [88] [89] [90] [91].

Des travaux théoriques et expérimentaux ont été menés pour calculer et mesurer le spectre d'absorption des structures Ge/SiGe. La connaissance de la discrétisation des niveaux d'énergie des puits quantiques en Ge ainsi que le calcul des offset des bandes de valences et de conduction sont des étapes primordiales pour la compréhension du spectre optique mesuré. De nombreuses méthodes, dont on pourra citer la *k · p* à 6 bandes et *k · p* à 8 bandes [92] [93] ainsi que la méthode des liaisons fortes [94] [95], ont été utilisées pour la modélisation des niveaux d'énergies dans les structures Ge/SiGe.

Un exemple de calcul des niveaux d'énergie par la méthode des liaisons fortes [94] est représenté sur la figure 26-a. Il s'agit d'une structure à contraintes compensées Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} sur un substrat Si_{0.1}Ge_{0.9}. Des épaisseurs de 10 et 23nm ont été prises en compte respectivement pour les puits et les barrières. Une différence d'énergie d'environ 400 meV est observée dans la bande de conduction au centre de la zone de Brillouin (en Γ) entre le puits et la barrière, ce qui permet un confinement des électrons au niveau du puits en Ge. Pour ce qui concerne la bande de valence, on observe une dégénérescence des niveaux d'énergies pour les HH et les LH, d'une manière différente dans les deux couches. On effectue une contrainte en compression est exercée sur les puits en germanium ce qui induit un déplacement du niveau d'énergie des HH vers le haut et celui des LH vers le bas (figure 26-b). Par contre, dans la barrière Si_{0.15}Ge_{0.85}, ce sont des contraintes en tensions qui sont exercées, ce qui introduit un décalage inverse des niveaux d'énergies HH et LH (figure 26-c). Finalement un offset d'environ 80 meV pour les HH et 20meV pour les LH ont été obtenus. Il est à noter qu'il s'agit d'un alignement de type I. Au fur et à mesure que les niveaux discrets de l'énergie augmentent (dans la bande de conduction) ou descendent (dans la bande de valence), la distribution de la fonction d'onde pénètre d'une manière progressive dans la barrière. De ce fait, pour avoir un fort confinement dans le germanium, il faut avoir un offset suffisamment important entre la bande de conduction en Ge et le SiGe.

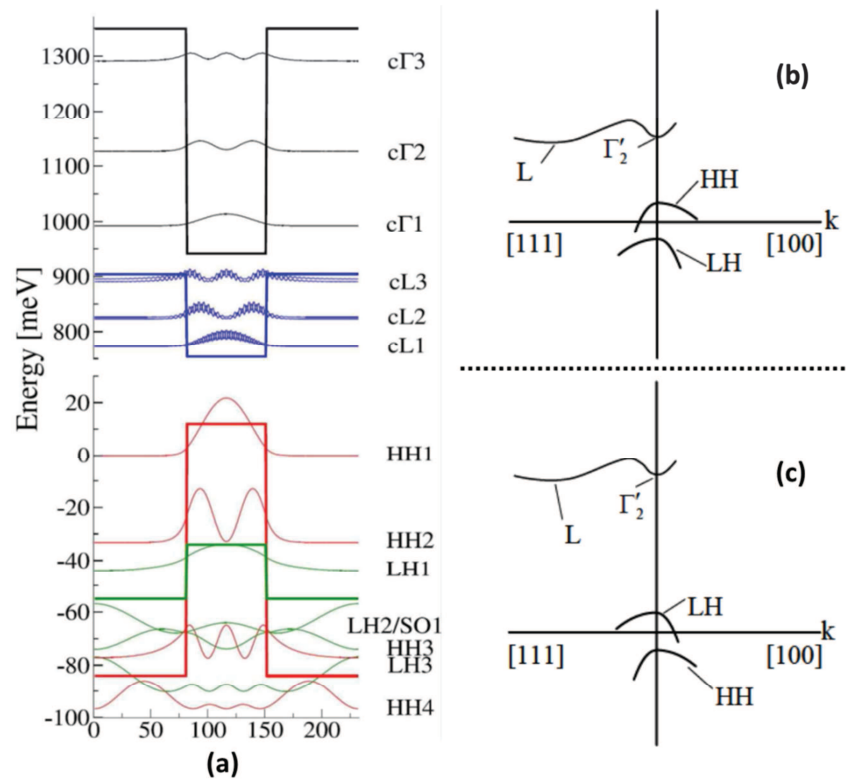


Figure 26 a) calcul des bandes d'énergies, l'offset et la fonction d'ondes des porteurs dans un puits Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} [94]. Structure des bandes; b) dans le puits quantique Ge en compression, c) dans la barrière Si_{1-x}Ge_x

La figure 27 reporte le spectre d'absorption d'une structure Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} à deux températures différentes (5K et 300K). Un spectre d'absorption en marches d'escalier est obtenu, correspondant aux différentes transitions énergétiques possibles. De plus, des pics d'absorptions sont obtenus à chaque transition permise HHn-cΓn, LHn-cΓn, en raison des forces excitoniques dans les puits en Ge. Enfin, il est à noter que le décalage du spectre de la structure vers les plus basses longueurs d'ondes par rapport à celui du Ge massif, est dû aux contraintes dans le puits quantique et au confinement des porteurs dans celui-ci. Un autre décalage du spectre d'absorption issu de la variation de la température est observable sur le spectre d'absorption. En effet, quand la température varie de 5K vers 300K, le bord d'absorption se décale vers les hautes longueurs d'ondes.

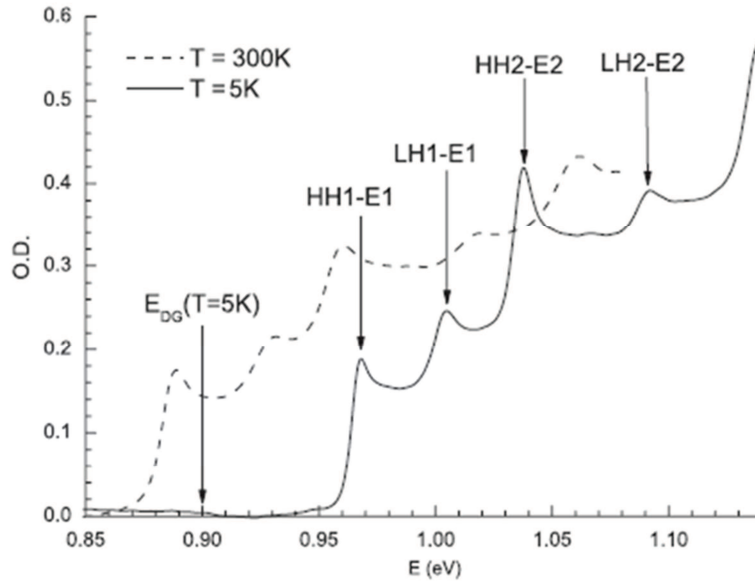


Figure 27: Spectre d'absorption de la structure $Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85}$ sur un substrat $Si_{0.1}Ge_{0.9}$.

D'autres travaux ont été réalisés dans le sens de la détermination des spectres d'absorption de ces structures et en fonction de la longueur d'onde de travail [96] [97] [98] [99]. Schaevitz et al. ont modélisé l'absorption totale de ces structures pour étudier les performances démodulateurs à électroabsorption à la longueur d'onde $1.3\mu m$ et $1.55\mu m$, pour cela elle inclue les effets de l'absorption directe, indirecte et les effets excitoniques [97].

L'autre processus observable dans le germanium est la diffusion des porteurs de la vallée Γ vers la vallée L, qui a une influence directe sur la largeur du pic excitonique sur le spectre d'absorption [98]. Lever et al. ont estimés la durée de vie des porteurs dans la vallée Γ pour une structure $Ge/Si_{0.4}Ge_{0.6}$ de l'ordre de 50fs [99]. Cependant, elle n'est pas le seul paramètre à prendre en considération puisque l'inhomogénéité des interfaces barrière/puits élargie d'une manière importante les bords d'absorption.

2.3. Dépendance du spectre avec la polarisation TE-TM

Pour une lumière se propageant parallèlement au plan des couches de l'onde électromagnétique, la polarisation de l'onde influe sur l'absorption de la structure à puits quantiques. En effet, les règles de sélection déterminent les transitions permises de la bande de valence vers la bande de conduction en fonction de la polarisation linéaire de l'onde. Quand l'onde incidente a une polarisation TE, c'est-à-dire que le champ électrique est dans le plan des puits quantiques, les deux transitions $HH1-c\Gamma1$ et $LH1-c\Gamma1$ sont permises. Dans le cas où on a une polarisation TM, c'est-à-dire le champ magnétique est parallèle aux puits, seule la transition faisant intervenir les trous légers ($LH1-c\Gamma1$) est permise. Des mesures

expérimentales ont démontré la dépendance des différentes transitions inter-bandes en fonction de la polarisation de l'onde. Virgilio n'a pas observé une disparition complète de la transition (HH1-c Γ 1), mais plutôt une diminution de la densité optique (OD) de 2/3 en passant d'une polarisation TE à TM [95], par contre, une disparition totale du pic excitonique correspondant à la transition HH1-c Γ 1 a été constatée dans [100] (figure 28).

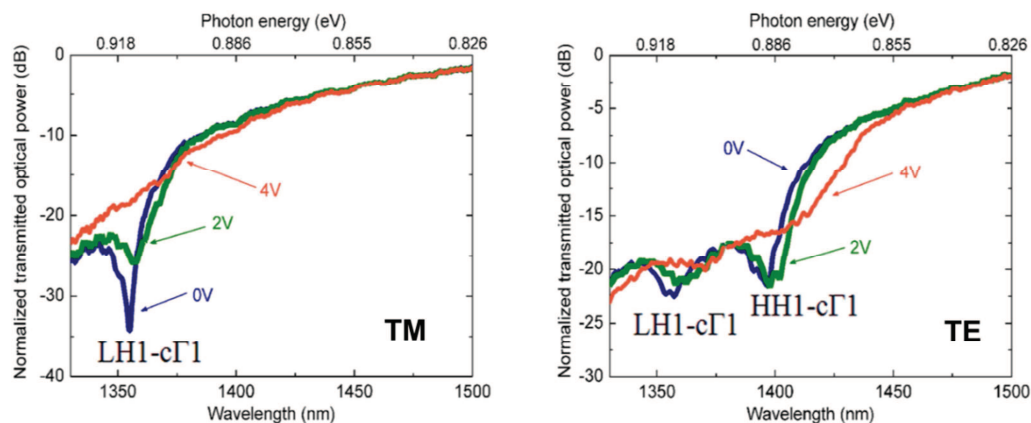


Figure 28 : Transmission optique d'une structure Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} avec à gauche) une polarisation TM et à droite) une polarisation TE [100]

Après avoir rappelé les principaux phénomènes physiques observables dans les structures à puits quantiques Ge/SiGe, la suite de ce chapitre sera consacrée à la conception d'une structure permettant d'avoir un ESCQ à la longueur d'onde de 1.3 μ m.

3. Conception d'une structure à puits quantiques Ge/SiGe à la longueur d'onde 1.3 μ m

Depuis la démonstration de l'effet Stark confiné quantiquement dans une structure Ge/SiGe par l'équipe de l'université de Stanford, plusieurs travaux de recherches ont émergé pour la réalisation des modulateurs basés sur ces structures. La majorité des travaux sont réalisés sur la structure Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} épitaxiée sur un substrat virtuel Si_{0.1}Ge_{0.9}, où son bord d'absorption est localisé à environ 1.4 μ m. Pour atteindre la longueur d'onde télécom 1.55 μ m, deux solutions sont possibles; *i*) augmenter la concentration de germanium dans les barrières et le substrat virtuel ce qui a pour effet de réduire les contraintes, *ii*) augmenter la largeur des puits ce qui causera la diminution de l'énergie de confinement. La limite de chaque technique est imposée par l'obtention d'un fort confinement dans le puits en germanium pour avoir un ESCQ efficace. Augmenter la température de l'environnement où fonctionne le composant est une autre alternative pour atteindre 1.55 μ m [101]. Or, le contrôle de la température relève d'une mission très délicate sur des circuits intégrés dans une puce électronique. Dans le cadre

de ma thèse, nous avons choisi de réduire la concentration en Ge dans le substrat virtuel, et d'ajuster la largeur du puits quantiques, pour décaler le bord d'absorption vers $1.3\mu\text{m}$

J'ai utilisé le logiciel next-nano afin de simuler les différentes bandes d'énergies. C'est un logiciel à accès gratuit pour la simulation des nano-composants électroniques et optoélectroniques à base des semi-conducteurs. La résolution de l'équation de Schrödinger se fait par la méthode $k \cdot p$ avec un maillage aux éléments finis. Cette méthode est un outil très performant pour la description de la structure des bandes d'énergies d'un puits quantique. Elle permet de bien décrire la bande de valence et la bande de conduction au voisinage du centre de la zone de Brillouin.

3.1. Principe de la méthode $k \cdot p$

L'apparition de la méthode basée sur la théorie $k \cdot p$ remonte aux années cinquante [102] [103]. C'est une méthode de résolution de l'équation de Schrödinger qui se base sur le développement limité de la structure des bandes à partir du centre de la zone de Brillouin. La symétrie des points de cette zone engendre des propriétés au niveau de l'énergie sur lesquelles la méthode $k \cdot p$ est développée. Comme les fonctions de Bloch $u_{n,k}(\vec{r})$ sont solutions de l'équation de Schrödinger on aura alors [70] :

$$H_{kp}u_{n,k}(\vec{r}) = \left[\frac{p^2}{2m_0} + V(\vec{r}) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + \frac{\hbar}{m_0} \vec{k} \cdot \vec{p} \right] u_{n,k}(\vec{r}) = E_{n,k} u_{n,k}(\vec{r}) \quad (2.17)$$

Le H_{kp} , s'appelle l'Hamiltonien $k \cdot p$. On peut décomposer l'Hamiltonien en un terme indépendant de \vec{k} et un autre qui sera dépendent de \vec{k} . La projection de l'Hamiltonien sur la base des $u_{n,0}(\vec{r})$ c'est-à-dire en $k = 0$, nous fournira les énergies propres du système qui ne sont rien d'autre que les valeurs propres de l'Hamiltonien. Des approximations sur cette projection doivent être prises, puisque la base $u_{n,0}(\vec{r})$ est infinie, alors elle sera faite sur une base restreinte. On écrit alors l'Hamiltonien comme étant :

$$\langle u_{n'} | H_{kp} | u_n \rangle = \left\langle u_{n'} \left| \frac{\hbar}{m_0} \vec{k} \cdot \vec{p} \right| u_n \right\rangle \quad (2.18)$$

$$u_{n,k}(\vec{r}) = \sum_m c_m^{(n)}(k) u_{m,0}(\vec{r}) \quad (2.19)$$

Les coefficients $c_m^{(n)}$ seront calculés à partir des vecteurs propres de l'Hamiltonien.

La précision de la méthode est basée sur le nombre de bandes d'énergie dont on tient compte. En d'autres termes, plus le nombre de bandes prises en compte dans l'Hamiltonien est important, plus la précision est meilleure et plus le domaine de validité de la méthode s'accroît. Sous next-nano [104] [105] [106], la méthode $8 \times 8 k \cdot p$ est utilisée pour modéliser ces bandes d'énergies dans la structure. Comme cette méthode ne tient pas compte de toutes les bandes d'énergies, leurs influences seront quantifiées dans les paramètres appelés *paramètres de Luttinger* qui interviennent dans l'Hamiltonien final, et ils sont propres à chaque matériau. L'autre phénomène dont il faut tenir compte, sont les contraintes qui apparaissent dans les barrières et les puits Ge/SiGe. Le calcul de l'équation de dispersion est effectué de la même manière que dans les matériaux massifs, la seule différence quantitative est l'introduction du terme des contraintes dans l'Hamiltonien. Sous next-nano, le calcul se fait automatiquement en introduisant les paramètres physiques ainsi que la composition des alliages que l'on veut utiliser dans la structure. Pour un alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, la majorité de ces paramètres sont linéairement interpolés entre ceux du Si et du Ge.

Notre approche sous next-nano a été de calculer la variation de la première transition HH1-c Γ 1 dans la structure Ge/Si $_{1-x}$ Ge $_x$ sur un substrat virtuel Si $_{1-y}$ Ge $_y$. La connaissance de la longueur d'onde de la première transition va nous permettre de prédire et de localiser le bord d'absorption de la structure. Cette transition dans le puits quantique contraint Ge/SiGe peut être dépendent de plusieurs paramètres de conception, notamment la largeur du puits, la concentration en germanium dans la barrière (x) ainsi que la concentration en germanium du substrat (y).

Les paramètres physiques introduits dans la bibliothèque de données de next-nano, que ce soit pour le silicium ou le germanium sont reportés sur le tableau 5 .

Paramètres	Silicium	Germanium
Paramètre de maille a (nm)	0.5431	0.5658
Constante élastique, c_{11} (GPa)	165.77	128.53
Constante élastique, c_{12} (GPa)	63.93	48.28
Constante élastique, c_{44} (GPa)	79.62	66.80
Température (°K)	300	300
Élément de la matrice de Kane, E_p (eV)	26.92	25.49
α_Γ de Vershni (meV /°K)	0.5367	0.6842
β_Γ de Vershni (°K)	745.8	398
α_L de Vershni (meV /°K)	0.5367	0.4561
β_L de Vershni (°K)	745.8	210
a_v (eV)	1.80	1.24
b (eV)	-2.10	-2.86
d (eV)	-4.85	-5.28
a_c^Γ (eV)	-10.39	-10.41
a_c^L (eV)	-0.66	-1.54
a_c^X (eV)	3.3	2.55
$L' \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)$	-6.69	-31.34
$M' \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)$	-4.62	-5.90
$N' \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)$	-8.56	-34.14
Δ (meV)	44	289
Ξ_u^Γ	0.0	0.0
Ξ_u^L	16.14	16.2
Ξ_u^Δ	8.6	9.42
γ_1	4.22	13.4
γ_2	0.39	4.25
γ_3	1.44	5.69

Tableau 5 : paramètres physiques utilisés pour la simulation de la structure Ge/SiGe

3.2. Simulation des structures Ge/SiGe sur un substrat virtuel $\text{Si}_{0.10}\text{Ge}_{0.90}$

Dans le but de comparer les résultats obtenus avec les calculs sous next-nano et les résultats expérimentaux, j'ai commencé par simuler la structure Ge/ $\text{Si}_{0.15}\text{Ge}_{0.85}$ sur un substrat $\text{Si}_{0.10}\text{Ge}_{0.90}$, dont les résultats expérimentaux sont reportés dans [52], où son spectre d'absorption est reporté sur la figure 29-a. La zone absorbante est constituée d'un empilement de 50 couches, en alternant 10nm de Ge suivi par 15nm de $\text{Si}_{0.15}\text{Ge}_{0.85}$ pour le puits et la barrière respectivement.

Comme le montre la figure 29-b, on retrouve bien les caractéristiques de l'hétérostructure. On constate que la vallée L est en dessous de la vallée Γ , que ce soit pour le puits en germanium et pour la barrière en SiGe. Le confinement des porteurs est de type I et l'écart entre la vallée L et Γ dans le puits et de l'ordre de 182 meV , ce qui est supérieur à celle de germanium massif. Cela est dû aux contraintes en compression qui n'influencent pas de la même manière les deux bandes [96]. La barrière de potentiel en bande de conduction en vallée Γ appelée communément « *offset* » est de 229.5 meV . Au niveau de la bande de valence, on constate la dégénérescence de celle-ci en une bande LH et HH. A l'intérieur du puits quantique en Ge, la bande HH est en dessus de la bande LH à cause de la contrainte en compression, par contre l'inverse se produit au niveau de la barrière qui est contrainte en tension. Deux états, HH1 et HH2 sont présentés dans la bande de valence et $c\Gamma_1$, $c\Gamma_2$ dans la bande de conduction (avec la fonction d'onde associée à chaque état). La première transition, qui correspond au pic excitonique le plus proche du bord d'absorption au niveau du spectre d'absorption, est localisée à 0.88 eV expérimentalement, au niveau de la simulation elle est plutôt à 0.89 eV . Ce faible écart de 10 meV peut cependant être expliqué par :

1. Les fluctuations de l'épaisseur des puits quantiques tout le long du substrat.
2. L'inter-diffusion des couches SiGe et Ge au niveau la région intrinsèque, dont le logiciel ne tient pas en compte [92].
3. Les contraintes résiduelles au niveau du substrat $\text{Si}_{0.10}\text{Ge}_{0.90}$. Ce sont des contraintes en tension qui apparaissent au niveau du substrat virtuel à cause de la différence du coefficient de dilatation thermique de germanium et le silicium [92] [40].

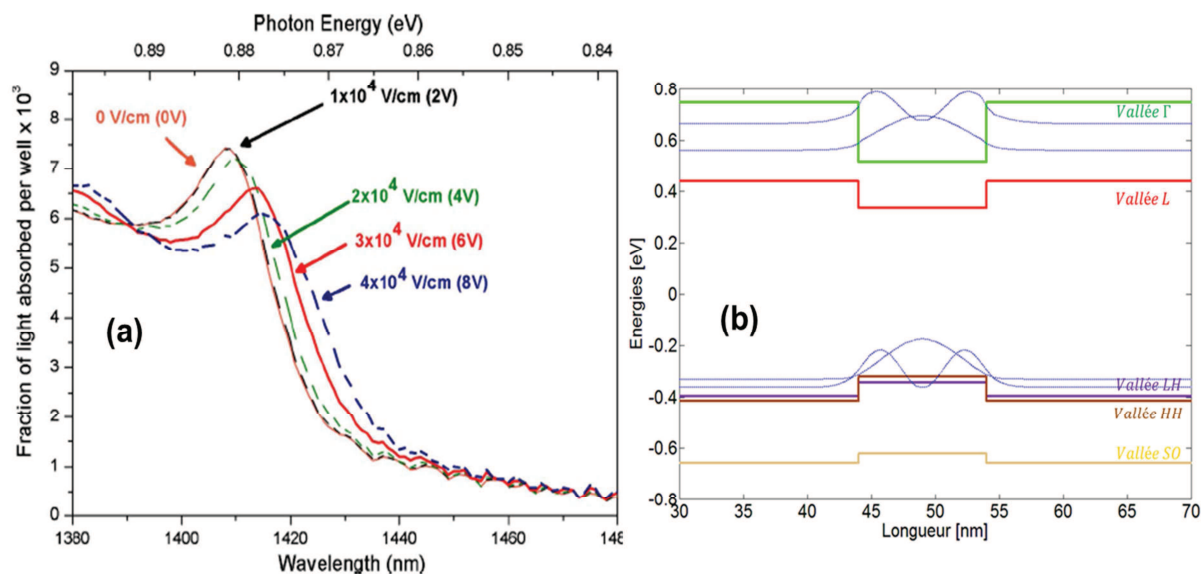


Figure 29 : a) Spectre d'absorption de la structure Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} (10/15nm) sur un substrat Si_{0.10}Ge_{0.90} [52]. b) résultat de simulation 8*8 k . p

J'ai réalisé plusieurs simulations en faisant varier la largeur des puits et les contraintes afin de retrouver le résultat expérimental. Sur la figure 30-a, sont reportées les transitions correspondant à différentes épaisseurs de puits quantiques en germanium. Comme on peut le constater, en augmentant l'épaisseur, la première transition se décale vers les plus hautes longueurs d'ondes. Pour un puits de 10nm la première transition est localisée à 1.391 μ m. Aux environs de 13 nm, la transition passe à 1.410 μ m ce qui coïncide avec la transition observée expérimentalement (1.409 μ m). Pour ce qui est des contraintes résiduelles dans le substrat virtuel, j'ai simulé un puits de 10nm avec des déformations qui vont de 0.08% à 0.12%. Au fur et à mesure que les contraintes résiduelles augmentent, le bord d'absorption se décale vers le rouge. Avec une déformation de 0.12% la première transition se rapproche de la transition observée expérimentalement (voir la figure 30-b).

Ce qu'on peut retenir de ces résultats c'est que les contraintes résiduelles dans le substrat virtuel ainsi que la fluctuation de la largeur des puits jouent un rôle important sur le positionnement de la première transition dans le puits quantique.

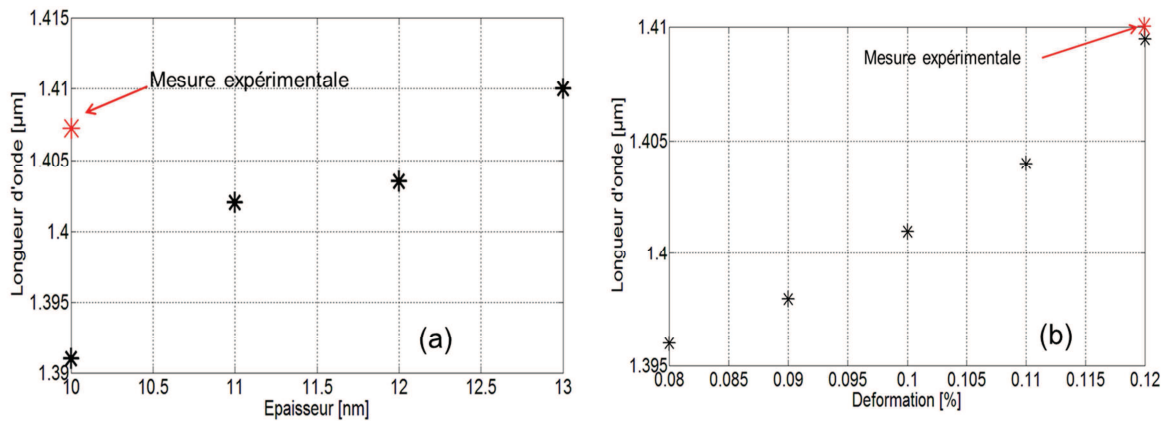


Figure 30 : a) Localisation de la première transition HH1-cΓ1 a) en fonction de l'épaisseur du puits quantique en germanium. b) en fonction des contraintes résiduelles dans le substrat.

3.3. Fonctionnement à 1.31μm

3.3.1. Influence des contraintes dans les puits

Après avoir observé une bonne concordance entre les résultats de simulation et expérimentaux des structures Ge/SiGe sur un substrat virtuel $\text{Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$, on peut envisager de simuler une structure fonctionnant à la longueur d'onde de $1.31\mu\text{m}$. Pour se faire, on a à notre disposition deux paramètres essentiels pour décaler le bord d'absorption. Le premier est la contrainte qu'impose le substrat $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ qu'on suppose relaxé sur les puits quantiques Ge, le second c'est l'épaisseur des puits quantiques qui joue un rôle dans la quantification d'énergie dans la couche en germanium. Ces deux méthodes ont été étudiées puis combinées pour concevoir une structure fonctionnant à la longueur d'onde de $1.3\mu\text{m}$

Dans un premier temps, on considère un puits en germanium d'épaisseurs 10nm entre deux barrières d'épaisseurs 15nm , et on fait varier la concentration (y) du substrat virtuel $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ de 75% à 85%. Pour chaque valeur de y , la concentration (x) dans les barrières est calculée en se basant sur l'équation des structures à contraintes compensées (équation 2.15).

Comme on a vu dans le paragraphe 1.3, la contrainte hydrostatique est responsable de l'augmentation de la largeur de la bande interdite, ce que l'on retrouve ici (figure 31-a). Quand la concentration y augmente, les contraintes hydrostatiques diminuent en valeur absolue ce qui engendre une réduction de l'énergie de la bande interdite, et par conséquent un décalage de la première transition vers les plus hautes longueurs d'ondes.

Pour une concentration de 75%, la première transition HH1-cΓ1 aura lieu à la longueur d'onde de $1.289\mu\text{m}$. Pour avoir une modulation efficace, l'application d'un champ électrique va devoir décaler d'environ 25meV le spectre d'absorption vers le rouge, ce qui va

correspondre à l'état « off » du modulateur à la longueur d'onde $1.31\mu\text{m}$ [107] [108]. Cependant, les déformations sont alors très importantes au niveau du puits, 1.91% pour les déformations uni-axiales et -2.18% pour les déformations hydrostatiques (figure 31-b). Spécifiquement pour une telle déformation uniaxiale, la vallée Δ passe en dessous de la vallée Γ , ce qui a pour conséquence d'activer la diffusion des porteurs vers cette vallée. Cette dernière vient se superposer avec la diffusion de la vallée L, qui est toujours permise dans le germanium, et va réduire d'avantage la durée des porteurs dans la vallée Γ [109]. Cela va se manifester sur le spectre d'absorption par l'élargissement du pic excitonique, et par conséquent, dégrader des performances du modulateur. Pour éviter cette situation, la concentration de Ge doit être supérieure à 77%, afin d'obtenir des déformations uniaxiales et hydrostatiques inférieures à 2%, ainsi réduire l'écart entre la vallée Δ et Γ . A partir de ces données, j'ai optimisé la structure en faisant varier l'épaisseur du puits quantique.

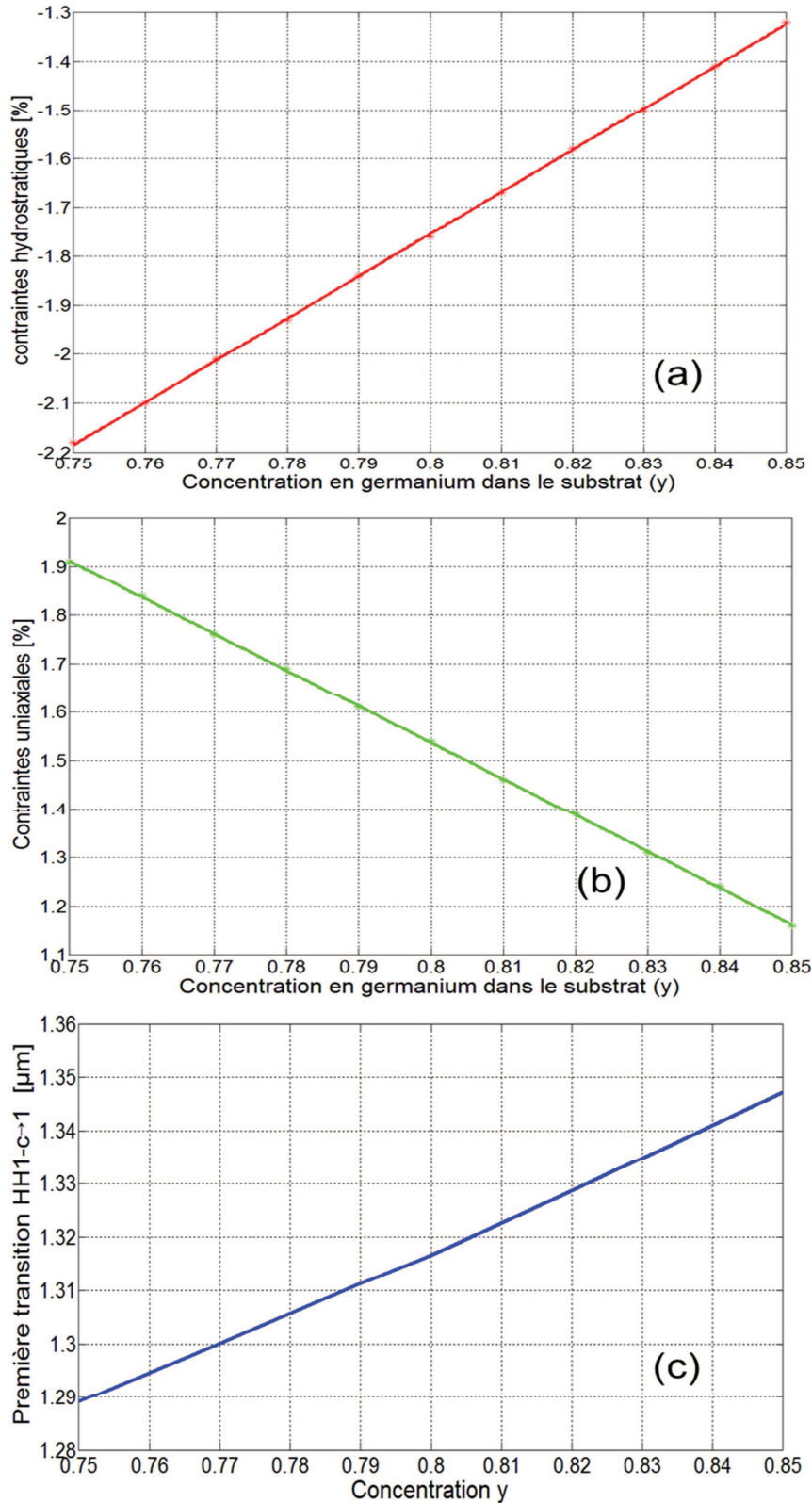


Figure 31 : a) contraintes hydrostatiques, b) Contraintes uni-axiales c) Première transition HH1- c Γ , dans le puits en germanium en fonction de la concentration y dans le substrat virtuel.

3.3.2. Influence de l'épaisseur des puits quantiques

La figure 32 représente la variation de l'énergie de la première transition en fonction de la largeur du puits quantique. On a choisi de travailler avec une épaisseur qui varie de $7nm$ à $15nm$. La limite inférieure ($7nm$) est imposée par les conditions technologiques, (l'homogénéité des épaisseurs sur le substrat est d'autant plus difficile à maîtriser quand l'épaisseur diminue) [72]. Une épaisseur de $15nm$ semble être la valeur la plus adéquate pour l'application de champs électriques faibles. En effet, une épaisseur supérieure à $15nm$ va nécessiter une largeur de barrière encore plus épaisse pour avoir une structure à contraintes compensées (selon l'équation 2.15). Au final on aura une région intrinsèque très épaisse, qui nécessitera des champs électriques élevés et par conséquent une tension de polarisation inverse qui ne sera plus compatible avec la technologie CMOS.

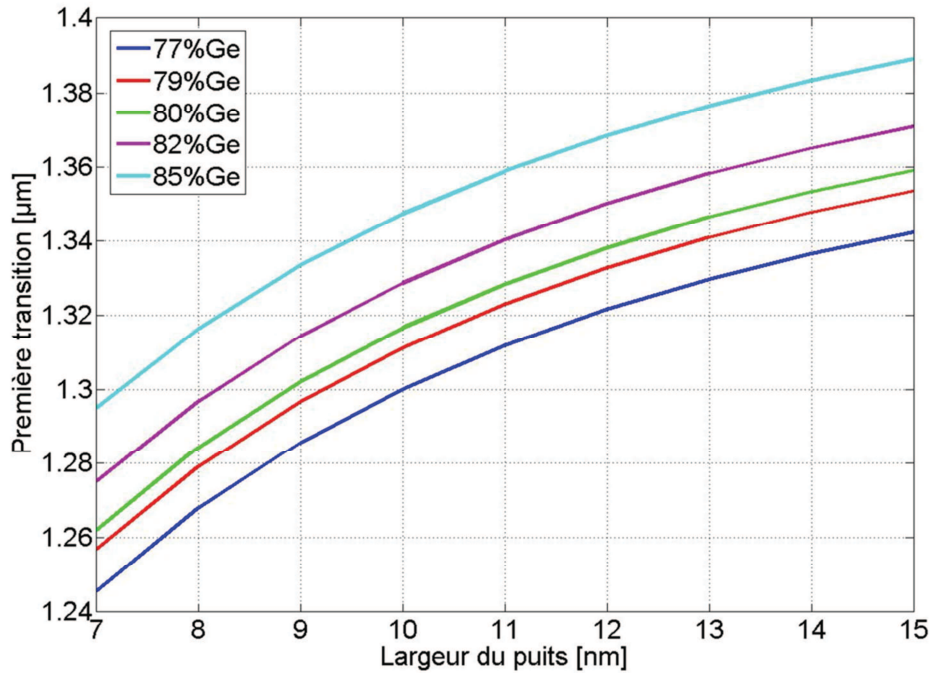


Figure 32 : Energie de la première transition en fonction de la largeur du puits quantique pour les différentes concentrations en germanium dans le substrat virtuel.

La variation cubique de l'énergie de transition en fonction de la largeur du puits est constatée sur ces courbes. La transition passe de $995.6 meV$ ($1.245\mu m$) à $923.8 meV$ ($1.342\mu m$) pour une concentration de $y = 77\%$. Au fur et à mesure que la largeur des puits augmente, les niveaux d'énergies discrets dans celui-ci diminuent, et par conséquent, l'énergie de transition décroît pour atteindre $892.7 meV$ ($1.389\mu m$) pour $y = 85\%$ et une largeur de puits $L_p = 15nm$.

En prenant en compte le décalage du bord de bande d'absorption de typiquement 25meV pour un champ de 100kV/cm, nous avons choisi de travailler avec un puits de 8nm, sur un substrat virtuel comportant 79% de germanium. Une première transition est donc prévue à 1.28 μm ce qui devrait correspondre à une modulation optimisée à 1.3 μm .

Afin d'avoir une structure à contraintes compensées, la concentration x en germanium dans la barrière doit alors être égale à 65%, avec une largeur de 12nm. La figure 33-a représente la structure des bandes d'énergies pour l'hétérostructure Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65} sur un substrat Si_{0.21}Ge_{0.79}. L'écart d'énergie dans la bande Γ entre de puits et la barrière « *offset* » est de l'ordre de 0.54eV, il est deux fois supérieur à celui observé dans une structure Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} (où le puits et la barrière sont moins contraints). Au niveau de la bande de valence, un décalage de la bande HH vers le haut par rapport à la bande LH dans le puits est constaté, cette situation s'inverse au niveau de la barrière. L'*offset* entre la barrière et le puits pour la bande HH est de 217.3meV et pour la bande LH on à 124.8meV.

La structure finale proposée est une diode PIN (figure 33-b), avec une zone intrinsèque formée de puits quantiques Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65} de 8nm /12nm, épitaxiée sur un substrat virtuel Si_{0.21}Ge_{0.79}. Les deux régions N et P seront dopées respectivement avec du Phosphore et le Bore d'une concentration 10¹⁹cm⁻³, afin de pouvoir prendre les contacts électriques. Deux couches fines Si_{0.21}Ge_{0.79} de 50nm sont utilisées pour isoler la zone intrinsèque des zones dopées.

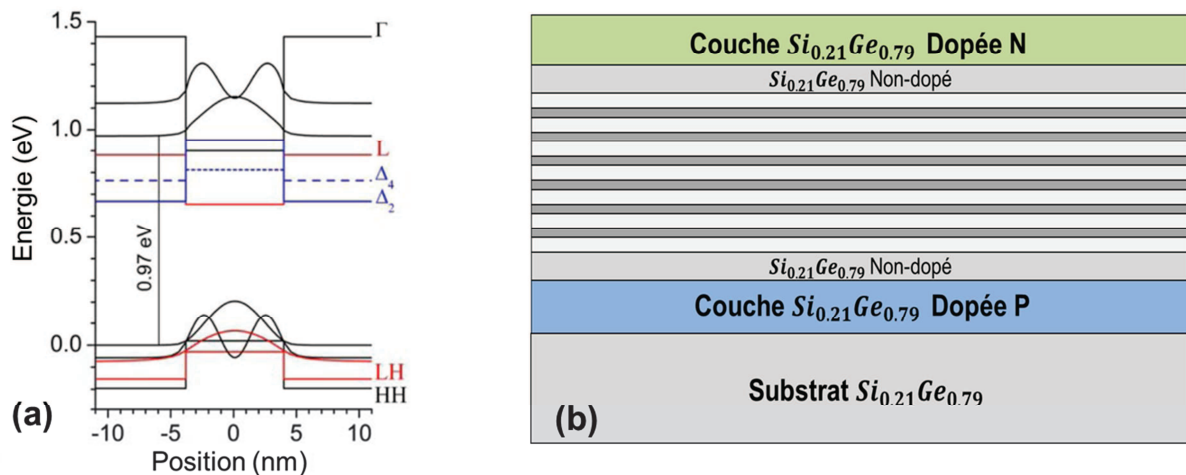


Figure 33 : a) structure des bandes d'énergies pour une hétérostructure Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65}. b) Une coupe verticale des différentes couches formant la diode PIN conçue pour fonctionner à 1.3 μm

4. Conclusion

Ce chapitre a été l'occasion d'introduire les propriétés physiques, électroniques et optiques du silicium, du germanium et de l'alliage SiGe. Le dépôt des couches minces SiGe a ensuite été étudié, notamment l'influence des contraintes sur la structure des bandes d'énergies.

Par la suite, un effort particulier a été mené pour expliquer les phénomènes obtenus dans les structures à puits quantiques Ge/SiGe notamment l'effet Stark confiné quantiquement et son interprétation sur le spectre d'absorption. En se basant sur l'ingénierie des contraintes, et ayant comme support les simulations obtenues sous le logiciel next-nano, nous avons enfin pu concevoir une structure à contraintes compensées qui fonctionnera à 1.3 μ m. Notre choix final est porté sur une hétéro-structure Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65} épitaxiée sur un substrat Si_{0.21}Ge_{0.79}.

Le prochain chapitre traite la technique de l'épitaxie d'une telle structure, ainsi que de la fabrication et de la caractérisation des composants permettant le test de l'ESCQ dans ces structures.

Chapitre III : Modulation optique à 1.3 μm

Nous abordons à présent une partie des techniques de fabrication et de caractérisations que j'ai utilisées durant ma thèse pour la mise en œuvre des structures simulées précédemment. Principalement, deux configurations sont présentées, elles ont été utilisées pour ; *i*) la démonstration de l'ESCQ sur une structure Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65} épitaxiée sur un substrat virtuel Si_{0.21}Ge_{0.79}, *ii*) La réalisation d'un modulateur optoélectronique basé sur du Ge/SiGe fonctionnant 1.3 μ m.

Ce travail a été rendu possible grâce à une collaboration fructueuse avec G. Isella, D. Christina et J. Frigerio du Laboratory for Epitaxial Nanostructures on Silicon and Spintronics (L-Ness) De Como, en Italie. Toutes les structures fabriquées durant mon travail ont été épitaxiées par la technique Low-Energy Plasma-Enhanced Chemical Vapour Déposition (LEPECVD) à L-NESS. Pour ce qui est des procédés de fabrication, ils ont ensuite été développés au sein de la Centrale Technologie Universitaire (CTU)-IEF/MINERVE. La caractérisation optique a été effectuée en intégralité à l'IEF. La complémentarité des activités de ces deux laboratoires réside dans la possibilité d'avoir : d'un côté, des structures épitaxiées de très grande qualité cristalline, tandis que de l'autre, on bénéficie des moyens de fabrication des dispositifs avec des bancs de caractérisations très performants.

La première partie de ce chapitre a pour but de présenter brièvement le principe de fonctionnement de la chambre LEPECVD. Je présenterai ensuite les différents procédés de fabrication que j'ai développés en salle blanche tout en détaillant les différentes méthodes que nécessitait chaque étape technologique. La dernière partie sera consacrée à la présentation des bancs de mesures optiques que j'ai utilisés et à l'analyse des résultats expérimentaux.

1. Epitaxie des structures à puits quantiques Ge/SiGe

1.2. Techniques de croissance

Le substrat virtuel utilisé dans les structures étudiées durant ma thèse est composé d'un alliage très riche en germanium (78% et 90%) épitaxié sur silicium, et sa qualité est d'une extrême importance. En effet, la surface finale de celui-ci doit avoir une faible rugosité et contenir un minimum de dislocations. De plus, et pour des raisons de reproductibilité à grande échelle, la vitesse de dépôt ne peut pas être trop faible et le budget thermique mis en jeu doit être minimum (faible température du substrat) [110]. Dans le domaine de l'épitaxie des films SiGe, deux techniques peuvent être utilisées ; la technique d'épitaxie par jet moléculaire

(MBE pour Molecular Beam Epitaxy) et la technique de l'épitanie en phase vapeur (CVD pour Chemical-Vapour-Deposition).

La MBE consiste à sublimer le matériau solide afin de produire un jet de gaz orienté vers la surface du wafer de dépôt. Cette épitanie exige des conditions de dépôt de l'ultravide, et le budget thermique mis en jeu durant l'épitanie est relativement faible (550 °C), ce qui est favorable à l'épitanie des couches SiGe riches en germanium. Cependant, les vitesses de dépôt relativement faibles ne sont pas compatibles avec des épaisseurs supérieures à quelques dizaines de nanomètres. Pour ces raisons, l'épitanie MBE n'est pas adéquate pour la réalisation des structures Ge/SiGe [111] [112] [113].

L'autre alternative qui est la CVD qui semble la mieux adaptée pour la réalisation des composants basés sur du SiGe épitanies sur silicium. Divers techniques dérivées de cette méthode sont exploitées dans ce domaine, on pourra citer : 1) dépôt sous l'ultravide (*UHV/CVD pour Ultra-Hight Vacuum Chemical-Vapour Deposition*) [114], 2) Dépôt utilisant un chauffage rapide par lampe (*Rapid-Thermal Chemical-Vapour Deposition*) [115], 3) dépôt à pression réduite ou atmosphérique (*RP-CVD et AP-CVD pour Reduced-Pressure et Atmospheric-Pressure Chemical-Vapour Deposition,*) [116] [117], 4) dépôt assisté par plasma de faible énergie (*LEPECVD pour Low-Energy Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition* [52]). La différence entre toutes ces techniques de dépôt réside essentiellement dans deux paramètres, *i*) la pression de dépôt, qui varie de 10⁻⁹Torr (pour la *UHV/CVD*) jusqu'à la pression atmosphérique pour l'*APCVD* (760Torr), *ii*) la température de dépôt qui est variable d'une technique à une autre, mais le budget thermique total reste en moyenne relativement faible. Pour ce qui est de la structure à puits quantiques Ge/SiGe, principalement deux techniques sont utilisées, la *RP-CVD* [107] et la *LEPECVD* [52].

1.2. L'épitanie Ge/SiGe par LEPECVD

A cause du désaccord de maille entre le Si et le Ge, une couche d'adaptation de paramètre de maille entre le substrat en silicium et le substrat virtuel Si_{1-y}Ge_y est nécessaire [110]. Afin d'atteindre la concentration *y* en germanium dans un substrat virtuel Si_{1-y}Ge_y, en général deux techniques sont utilisées ; la variation linéaire de la concentration *y* (dans le buffer graduel) ou bien un dépôt direct d'une couche Si_{1-y}Ge_y relaxée. La qualité des couches obtenues n'est pas la même pour les deux techniques notamment au niveau des dislocations (Threading Dislocation Density TDD). Dans la technique de variation linéaire de la

concentration, un seuil de gradient de concentration inférieur à 10%/μm est imposé pour limiter les dislocations dans la couche supérieure [118]. Par conséquent, plus la concentration finale en germanium est importante, plus le buffer est épais, typiquement une dizaine de microns et plus le temps de dépôt est lent. La LEPECVD présente dans ce contexte un intérêt majeur. Son principe est basé sur l'utilisation d'un plasma à faible énergie pour contrôler le dépôt. Ceci permet d'avoir des vitesses de l'ordre de 10nm^s⁻¹ (pour le buffer graduel) et 1nm^s⁻¹ (pour les puits quantiques). Le contrôle de la densité du plasma permet d'avoir des vitesses de dépôt variables, en fonction du film à épitaxier. Durant mes travaux, nous avons eu recours à deux techniques de buffer (graduel et homogène). La deuxième technique a notamment été utilisée pour une intégration sur une plateforme SOI, la technique de croissance correspondante sera détaillée dans le chapitre 4.

L'architecture de la machine LEPECVD est représentée sur la figure 34. Elle est constituée de deux compartiments essentiels, la source du plasma et la chambre de dépôt. La source en filament titane est parcourue par un très fort courant ce qui, par effet Joule, le chauffera et déclenchera l'émission des électrons par le processus de la thermo-ionisation. Afin de produire des plasmas, le gaz d'argon est introduit dans la chambre, celle-ci se trouvant déjà sous une différence de potentiel généralement inférieure à 30 V (entre le filament et les parois de la chambre), produira à ce moment-là, un arc de courant qui fournira au système l'énergie électrique nécessaire pour l'amorçage. L'anneau placé entre la source et le porte-substrat est utilisé pour la stabilisation de la décharge électrique. Les deux gaz précurseurs utilisés pour l'épitaxie de SiGe sont le silane SiH₄ et le germane GeH₄. Ils sont introduits juste en dessous du substrat silicium, par la suite ils seront dissociés par impacts électroniques (décharge). Les atomes radicaux ainsi créés s'absorbent et réagissent ensuite à la surface du substrat pour former une couche SiGe. Les deux aimants placés en dehors de la chambre, créent un champ magnétique modulable pour dévier et concentrer le plasma vers le substrat silicium. La température de ce dernier varie de 450°C à 700°C, selon la concentration finale de l'alliage qu'on veut atteindre. Pour ce qui est des couches dopées, le PH₃ et le B₂H₆, dilués dans l'argon sont utilisés pour le dopage N et P de la structure.

Avec la technique LEPECVD, Il a été démontré que la vitesse de dépôt ne dépend pas de la température du substrat (comme cela est le cas pour la majorité des techniques de dépôt), mais plutôt de la densité de plasma (dépendance linéaire). Comme le substrat est localisé dans la région où le plasma est plus intense, alors il est possible de contrôler la vitesse de dépôt [110]. En contrepartie, chaque instabilité ou inhomogénéité du plasma à l'intérieur de la

chambre, impliquera systématiquement une inhomogénéité de l'épaisseur de la couche, ou dans la concentration en Ge (y) le long du substrat. Pour remédier à ce problème et limiter ces effets indésirables, une bobine magnétique est installée autour de la chambre. Son rôle est de générer un champ magnétique pour contrôler l'homogénéité du plasma.

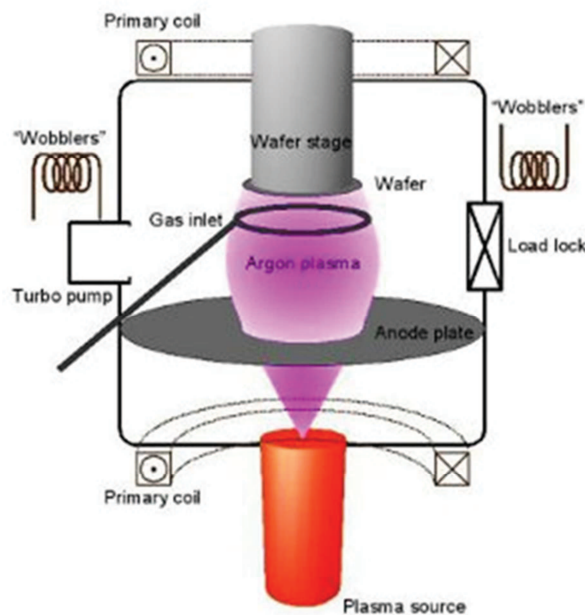


Figure 34 : Architecture interne d'une machine LEPECVD

1.3. Croissance des échantillons

La plupart des échantillons étudiés pendant ma thèse utilisent un substrat relaxé à forte concentration en germanium obtenu par la croissance d'un buffer graduel épais sur Si. Cette technique permet d'obtenir de faibles densités de dislocation (typiquement 10^5 - 10^7 cm⁻²) [119].

L'autre aspect dont il faut tenir compte dans l'épitaxie des nanostructures à puits quantiques est la qualité morphologique de la surface. Le couple concentration de germanium, température de dépôt joue un rôle important pour inhiber la formation des îlots à la surface de dépôt. Des situations optimales doivent être trouvées afin de conserver une croissance plane. Pour ce qui est du dépôt par la LEPECVC, une loi a été élaborée pour définir la dépendance entre la température de croissance et la concentration en germanium figure 35.

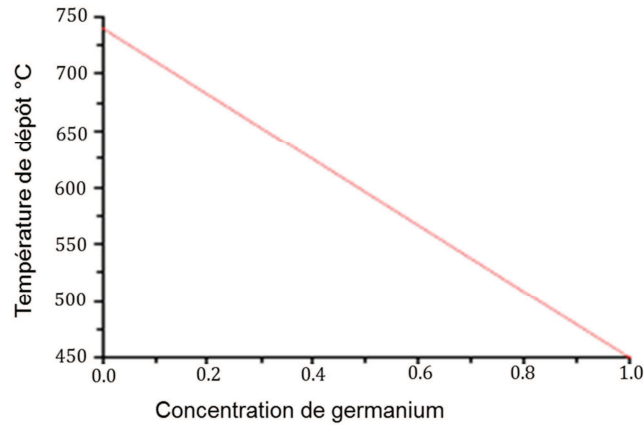


Figure 35 : Courbe de la dépendance de la température de dépôt d'un alliage SiGe en fonction de la concentration en germanium avec LEPECV [120]

Avant de commencer l'épitaxie sur un substrat 4 pouces en silicium (001), celui-ci est mis dans une solution d'acide fluorhydrique (HF:H₂O 1 :10) pendant 30s afin de le désoxyder. Ensuite l'étape d'épitaxie commence avec le dépôt de 11 μm de buffer graduel, où la concentration de germanium varie linéairement de 7%/ μm depuis 0 jusqu'à 79% pour atteindre une couche de Si_{0.21}Ge_{0.79}. Après cette étape, une couche d'environ 2 μm de Si_{0.21}Ge_{0.79} est déposée pour former le substrat virtuel relaxé sur laquelle les hétéro-structures Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65} peuvent être déposées. La couche P dopée avec le bore (10¹⁹cm⁻³) est la première à être déposée d'une épaisseur de 500nm, suivie d'une couche intrinsèque Si_{0.21}Ge_{0.79} de 50nm, puis des puits quantiques (12nm de Si_{0.35}Ge_{0.65} suivi de 8nm de germanium). Finalement une couche intrinsèque de 50nm Si_{0.21}Ge_{0.79} suivi d'une couche N dopée phosphore de 200nm sont déposées pour former une diode PIN (figure 36).

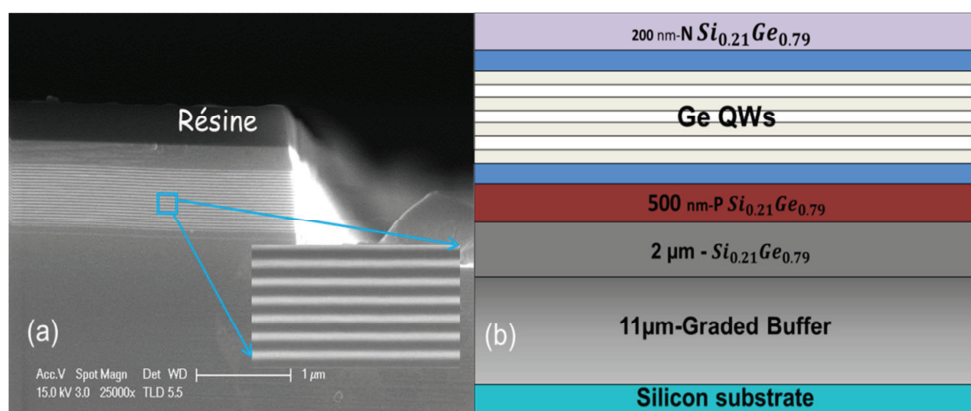


Figure 36 : (a) image SEM d'une structure à 20 puits quantiques Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65} (8636)(b) Schéma en coupe de la structure épitaxie en LEPECVD

Nature du substrat	Référence	Nombre de puits	Concentration de Ge dans la barrière (%)	Epaisseur de puits/barrière (nm)
Substrat Virtuel Si _{0.21} Ge _{0.79} sur buffer graduel (>10 μ m) sur Si	8636	20	65	10/15
	8637	12	65	10/15
	9062	15	65	10/15
	9063	20	65	10/15
Buffer graduel Si _{0.21} Ge _{0.79} sur Si	8889	10	65	10/15
	9044	20	65	10/15
Substrat virtuel homogène d'épaisseur 360nm Si _{0.08} Ge _{0.92} sur Si	8828	50	85	10/14
Substrat virtuel homogène d'épaisseur de 360nm Si _{0.1} Ge _{0.9} sur SOI	9320	15	85	14/21

Tableau 6 : liste des différents échantillons épitaxiés par la LEPECVD étudiés durant ma thèse.

Durant ma thèse, j'ai travaillé sur les différents échantillons listés sur le tableau 6. Chaque épitaxie a ses propres caractéristiques, et elle est destinée à une application bien définie. Dans la suite ce chapitre, on va principalement discuter les résultats obtenus sur deux échantillons réf : 8636 et réf : 8637. Les échantillons de réf. (8828 et 9320) sont destinés à l'intégration sur SOI et seront discutés au chapitre 5.

La première caractérisation de ces couches utilise la technique de la diffraction (XRD) qui permet d'obtenir des informations sur la qualité des empilements atomiques, le degré de cristallinité des couches continues, la rugosité aux interfaces et la périodicité. Un scan de

haute résolution $\omega - 2\theta$ est fait par un diffractomètre PANalytical X'Pert Pro MRD à L-NESS. Le principe de fonctionnement de la machine est le suivant : un faisceau incident de rayons X issu d'une cathode en Cu traverse deux collimateurs hybrides asymétriques Ge (220) monochromateur de telle sorte à produire un faisceau de Cu $K\alpha_1$ très intense avec une longueur d'onde $\lambda = 0,154\text{nm}$. Un atténuateur de faisceau automatique peut être utilisé pour étendre la plage dynamique du système et protéger le détecteur. Le faisceau diffracté passe à travers un analyseur à 3 collimateurs symétriques en cristal pour un scan à haute résolution $\omega - 2\theta$ et des cartes de l'espace réciproque [121]. Le résultat d'un scan $\omega - 2\theta$ selon la réflexion (004) est représenté sur la figure 37-a. La cartographie du substrat 8636 est reportée sur la figure 37-b (figure 38 pour l'échantillon 8637). La période de la structure est déduite de l'écart entre deux franges de diffractions successives $\Delta\theta$. Les paramètres de mailles parallèles et perpendiculaires ont été mesurés pour le substrat virtuel relativement au silicium. A partir de ces données, les contraintes parallèles ε_{\parallel} et la concentration en germanium ont été quantifiés avec précision. Par exemple, le substrat virtuel de l'échantillon 8636 a des contraintes résiduelles de l'ordre de 0.05% pour une concentration en germanium de 79.9%. Le paramètre de maille parallèle a des puits quantiques est de 0.5611nm (calculé à partir de l'équation 2-9), ce qui est parfaitement en accord avec celui du substrat virtuel $\text{Si}_{0.21}\text{Ge}_{0.79}$. Pour ce qui est de l'échantillon 8637, on estime que la concentration en germanium est de 80.39%, avec une contrainte parallèle résiduelle de 0.0793%.

En s'appuyant sur les différents résultats obtenus grâce à la mesure XRD nous pouvons conclure que la structure est à contraintes compensées et que l'épitaxie pseudomorphique des couche Ge/ $\text{Si}_{0.35}\text{Ge}_{0.65}$, est d'une bonne qualité. On peut remarquer sur la cartographie des deux échantillons que la période de la structure (épaisseur puits + barrière) est variable en fonction de la position le long du wafer. Cela nous laisse penser que la vitesse de dépôt n'est pas la même sur toute la surface, et que cette variation est le résultat de l'inhomogénéité du plasma.

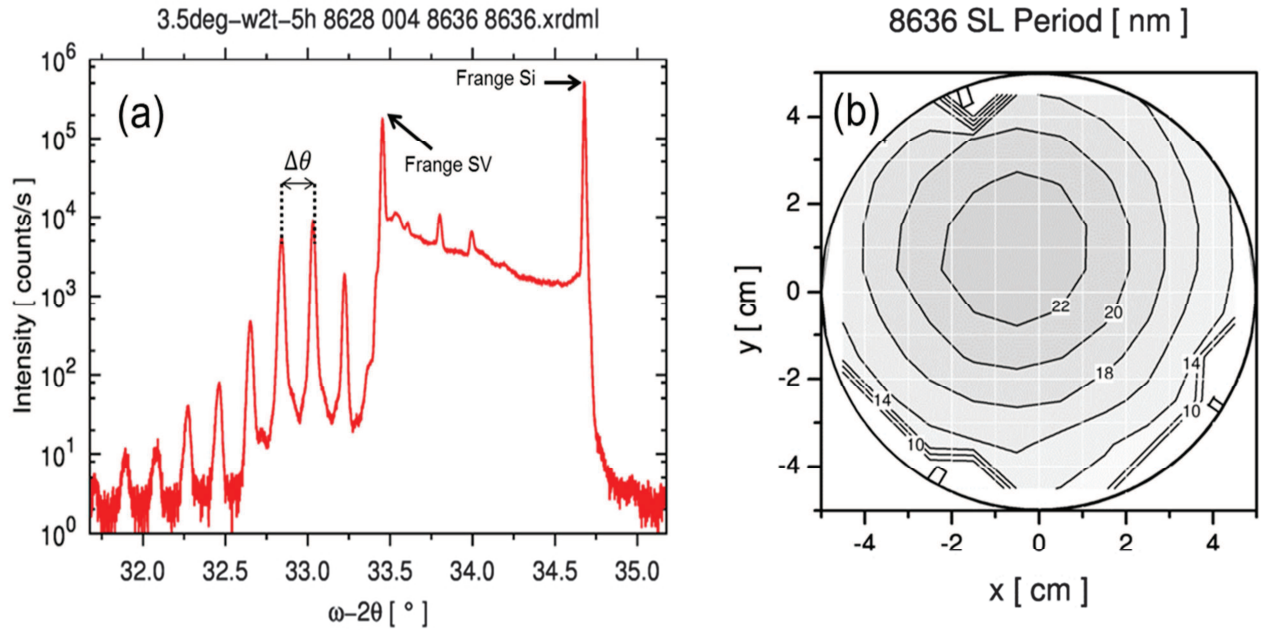


Figure 37 : (a) Résultat de scan $\omega-2\theta$ sur l'échantillon 8636 : les paramètres de la structure des puits quantiques sont déduits à partir de la position relative des pics et de leur intensité. (b) Période mesurée des puits sur un substrat 4 pouces.

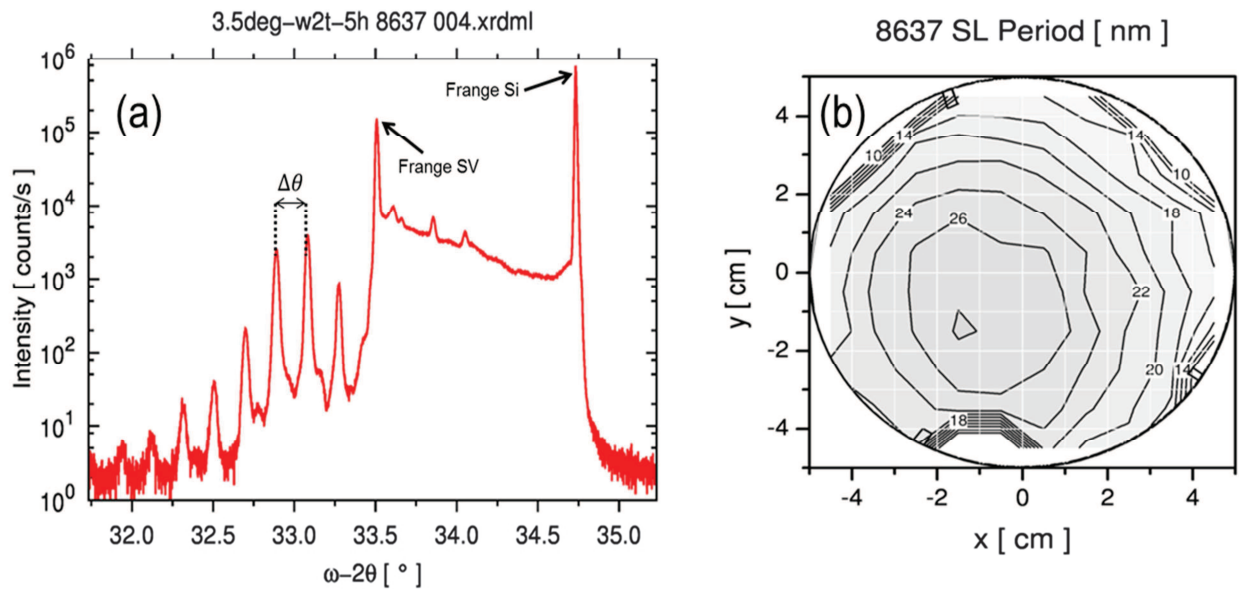


Figure 38 : Scan $\omega-2\theta$ sur l'échantillon 8637, Une variation de la périodicité de la structure est clairement observable sur la figure (b), de 10 à 26nm.

2. Fabrication des composants

Dès que l'épitaxie est effectuée et sa qualité validée par mesure XRD, la fabrication des composants peut commencer. Je détaillerai dans cette partie deux composants optoélectroniques avec différentes configurations pour (figure 39):

- 1) Vérifier les propriétés intrinsèques de la structure Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65}, c'est-à-dire observer l'effet Stark confiné quantiquement à la longueur d'onde 1.3 μm et vérifier la qualité de l'épitaxie.

Pour cela, nous avons utilisé une diode à illumination par la surface (figure 39-a). Un motif de 50 μm *50 μm a été défini par une gravure jusqu'à la région P. Des contacts métalliques sont pris au niveau des deux couches P et N pour appliquer un champ électrique perpendiculairement aux puits. La fibre éclairera la diode par la surface et le photocourant généré au niveau des puits sera récolté par l'intermédiaire des électrodes.

- 2) Après avoir démontré que la structure fonctionne à 1.3 μm , des dispositifs en configuration guide d'onde sont fabriqués afin d'évaluer les performances d'un modulateur basé sur les puits quantiques Ge/SiGe.

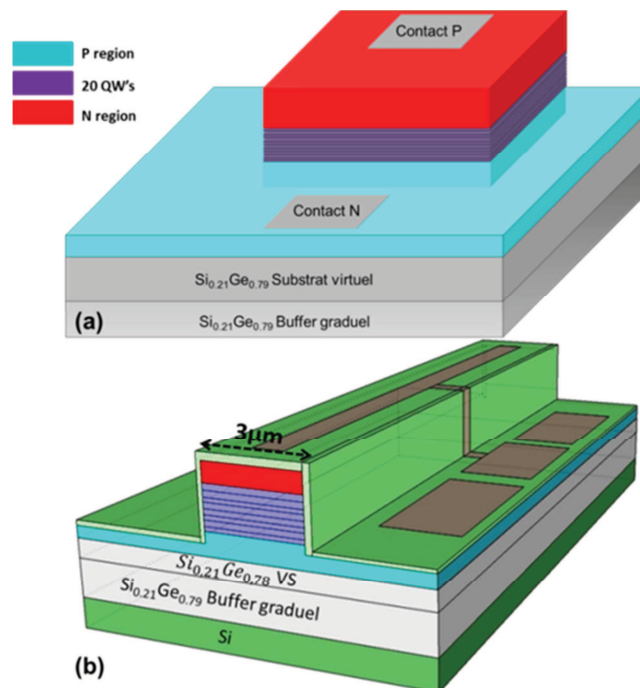


Figure 39 : (a) dispositif pour test rapide par l'illumination par la surface. (b) guide d'onde Ge/SiGe

Un guide en arête de 3 μm de large dont la hauteur est égale à la profondeur de gravure jusqu'à la région P (figure 39-b). La lumière sera couplée dans le dispositif par la facette en utilisant une fibre lentillée. Grâce à l'indice de réfraction élevé du Ge, le mode sera confiné dans la région des puits quantiques, et maximisera ainsi l'interaction entre le mode et ces puits. Les électrodes déposées sur les couches P et N permettent d'appliquer une différence de potentiel pour polariser la diode en inverse.

2.1. Fabrication de la diode à illumination par la surface

La fabrication de cette diode nécessite l'utilisation de deux lithographies optiques. La première permet de définir le motif et de graver jusqu'à la région P, afin de prendre les contacts. Le dépôt de métal et le lift off sont réalisés par une seconde lithographie. La figure 40 présente les deux procédés (gravure et Lift-Off) réalisés. Les détails des étapes technologiques sont reportés dans la partie suivante car elles sont également utilisées pour la fabrication des modulateurs en configuration guide d'onde.

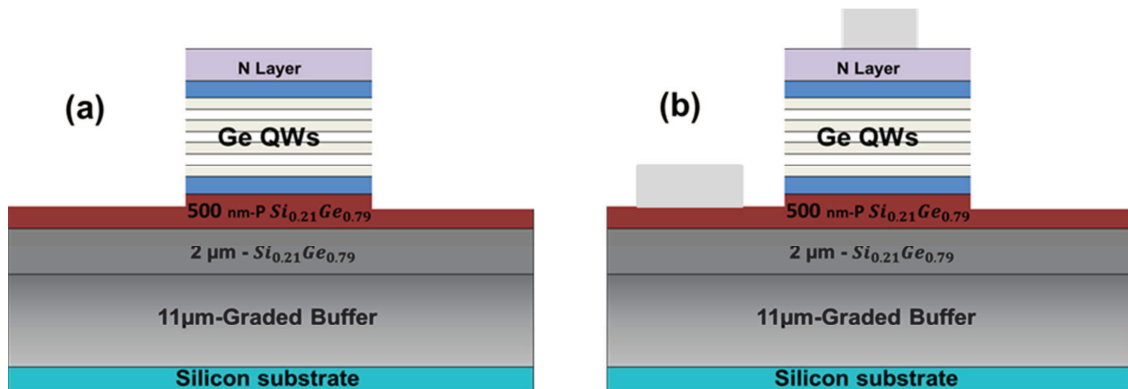


Figure 40 : (a) première lithographie et gravure du motif. (b) dépôt de métal et lift off

2.2. Fabrication du modulateur en guide d'onde

Cette étape technologique nécessite globalement cinq lithographies optiques. Chaque étape a ses propres techniques en termes de choix de la résine, les temps d'insolation, les vitesses de gravure etc...

A/ Définition des guides d'onde :

1/ Préparation du substrat :

Cette étape préparatoire consiste à découper une puce de 2 cm², la nettoyer avec de l'acétone et l'isopropanol dans un bain à ultrason, puis faire un recuit de 5 min à une température de 120 °C pour faire évaporer les molécules d'eau en surface.

2/ Enrésinement :

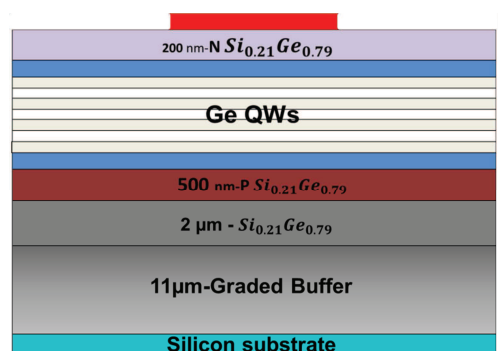
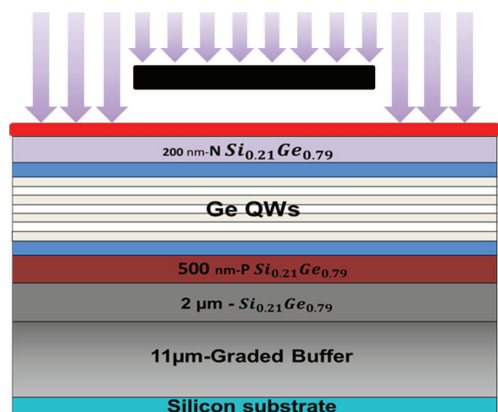
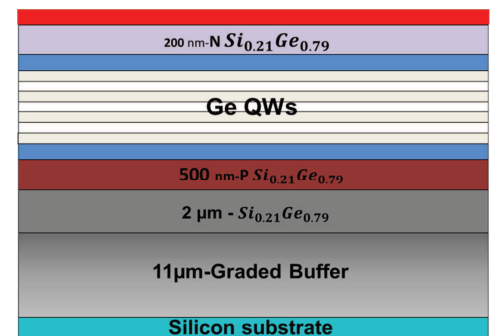
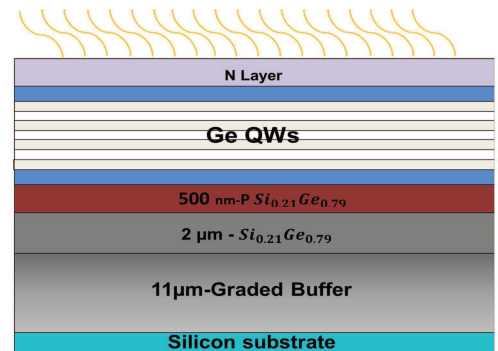
Comme la résolution de nos motifs est de 3 μ m, on a opté pour la résine S1805 avec laquelle on pourra obtenir une épaisseur de 500 nm en surface du substrat avec une vitesse de rotation de 4000 T/min. Dans le but d'avoir une surface plus au moins homogène sur tout l'échantillon, et éviter le collage de la résine sur le masque, un recuit de 1 min sous une température de 120 °C est nécessaire juste après son dépôt.

3/ Lithographie :

La lithographie optique UV est faite par la machine MJB4 (de SUSS MicroTec), où l'intensité optique d'insolation et le gap entre le masque et l'échantillon sont ajustés en fonction de la tolérance d'alignement entre les deux. Pour cette étape, on utilise un contact sous vide pour être le plus proche possible des dimensions réelles.

4/ Développement :

La solution MF 319 est utilisée comme révélateur pour les parties non-insolées de la résine. Le temps de développement a été optimisé, afin d'avoir les dimensions voulues.



5/ Gravure :

La gravure ICP (pour *Inductivity Coupled Plasma ion etching*) est utilisée au moyen du système ICP-STS. Principalement, deux gaz SF_6 et C_4F_8 sont utilisés pour former le plasma à l'intérieur de la chambre. La combinaison de ces deux gaz permet à la fois de graver le SiGe par réaction avec le SF_6 tandis que le C_4F_8 renforce l'anisotropie de la gravure, en la focalisant d'une manière perpendiculaire à la surface de l'échantillon. Le C_4F_8 agit aussi comme un agent de passivation pour flancs de gravure. Les proportions de ces deux gaz définissent la vitesse de gravure.

6/ Nettoyage

Un nettoyage de la résine avec de l'acétone et l'isopropanol est fait après avoir observé l'échantillon au microscope électronique afin de vérifier la profondeur de gravure.

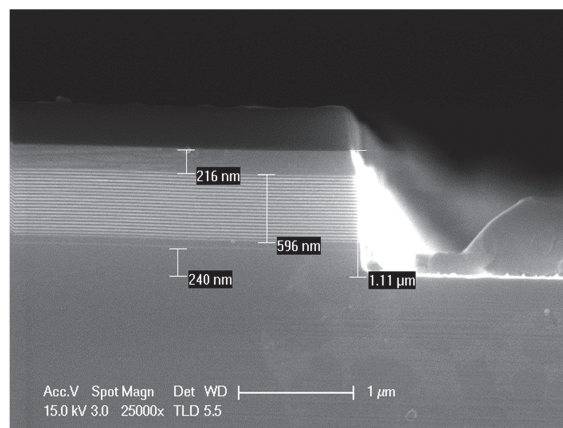
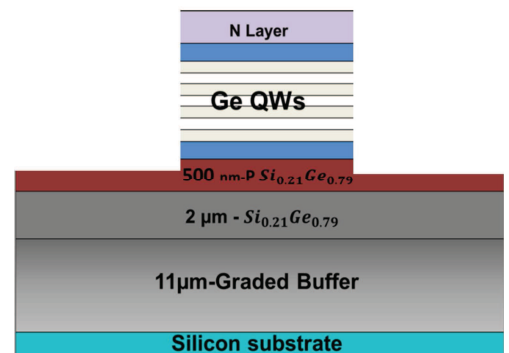
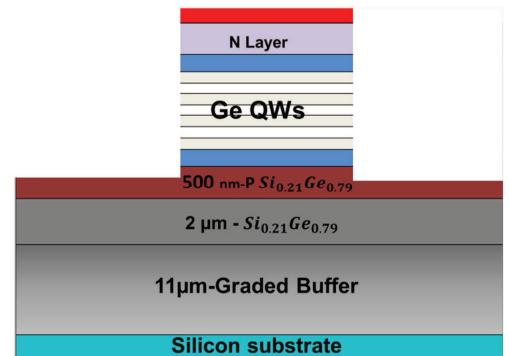


Figure 41 : Image au microscope électronique à balayage de la première gravure. La profondeur de gravure peut être mesurée et l'arrêt de la gravure sur la couche P peut être vérifié

B/ Isolation électrique :

1/ Enrésinement :

La résine utilisée pour cette étape est plus épaisse que la première. En effet, le relief de la surface n'est plus homogène à cause de la première gravure. Cela signifie qu'on doit recouvrir tous les guides avec suffisamment de résine pour ne pas les graver. Notre choix est porté sur la résine S1813 qui permet d'avoir une épaisseur de 1.3µm sous une vitesse de rotation de 3000Tours/min. Un recuit de la résine est nécessaire pour les mêmes raisons évoquées lors de la première lithographie.

2/ Lithographie :

Pour l'insolation sous la MJB4, un contact fort (Hard Contact) est imposé entre l'échantillon et le masque afin de reproduire les motifs. A partir de cette étape, un alignement entre le masque et la structure présente sur l'échantillon doit être soigneusement réalisé.

3/Gravure :

La gravure ICP permet de graver totalement la région P et atteindre ainsi le buffer pour réaliser l'isolation électrique entre les différents guides.

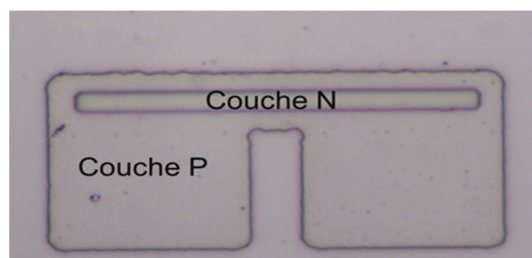
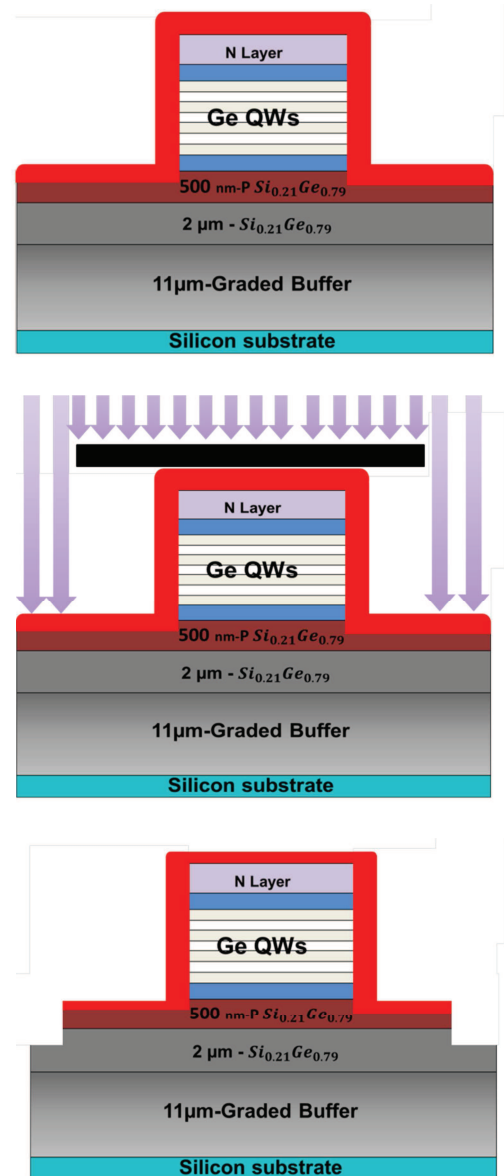


Figure 42 : Image au microscope optique des deux gravures

C/ Dépôt de silice-nitruure et ouverture des contacts :

1/ Dépôt des couches isolantes:

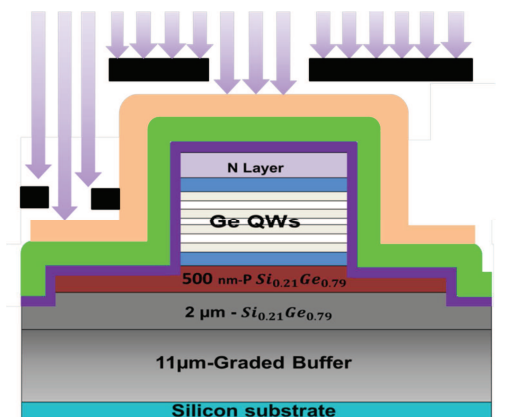
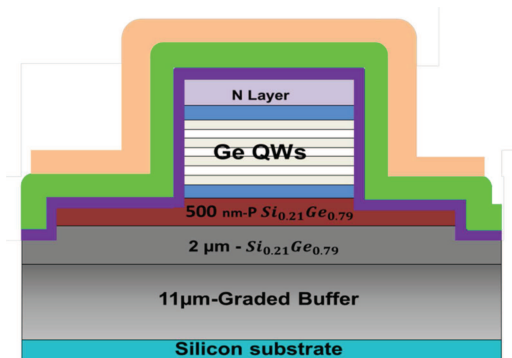
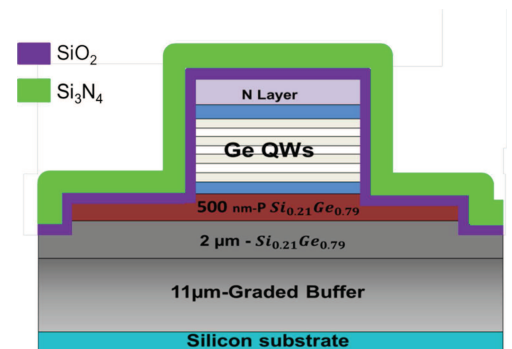
La première étape est le dépôt de 100 nm de SiO₂ suivi de 400 nm de Si₃N₄ par la PECVD à une température de 300°C en mode HF (Haute Fréquence « 13.56 MHz »). Cette couche va nous permettre une isolation totale des deux contacts P et N afin d'éviter un court-circuit entre les deux régions.

2/ Enrésinement :

La gravure des deux couches dans des endroits bien spécifiques (sur le guide et la région P) est nécessaire pour atteindre les deux régions dopées. La résolution des motifs (de l'ordre de 1 μ m) ainsi que la résistance aux différentes gravures définissent les critères de la résine. Notre choix est porté sur la AZ5214E, qui semble bien satisfaire ces critères ; Un recuit de 5 min sous une température de 120 °C est fait pour évaporer les molécules d'eau résultantes du précédent nettoyage. Nous enrésinons à une vitesse de 4000 Tours/min pour atteindre une épaisseur de 1.3 μ m.

3/ Lithographie :

Après l'enrésinement, une insolation sous la MJB4 est faite en prenant soin de bien s'aligner avec les différentes étapes déjà existantes sur l'échantillon. En effet la précision de l'alignement sur cette étape est primordiale, car la tolérance de l'alignement est de 1 μ m.



4/ Développement:

Le développeur AZ400K révèle les motifs qui définissent les ouvertures de gravure pour atteindre la couche P et la couche N

5/ Gravure sèche et humide :

Nous avons utilisé la gravure sèche pour graver le Si₃N₄ avec du CF₄ en utilisant la STS-RIE, où le plasma agit d'une manière physique et chimique avec la surface. Afin d'éviter tout endommagement de la surface, nous avons ensuite opté pour une gravure humide en BHF pour la couche SiO₂. Cette dernière permet d'avoir un état de surface très propre ce qui facilitera l'adhésion du métal sur ces couches.

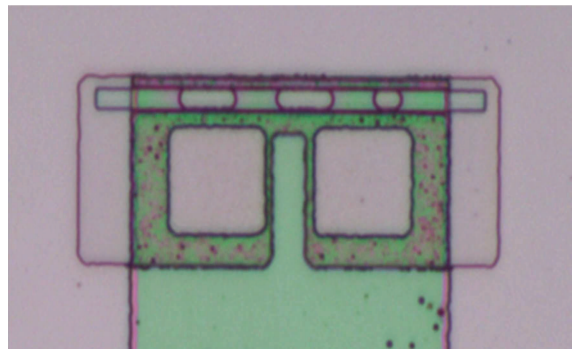
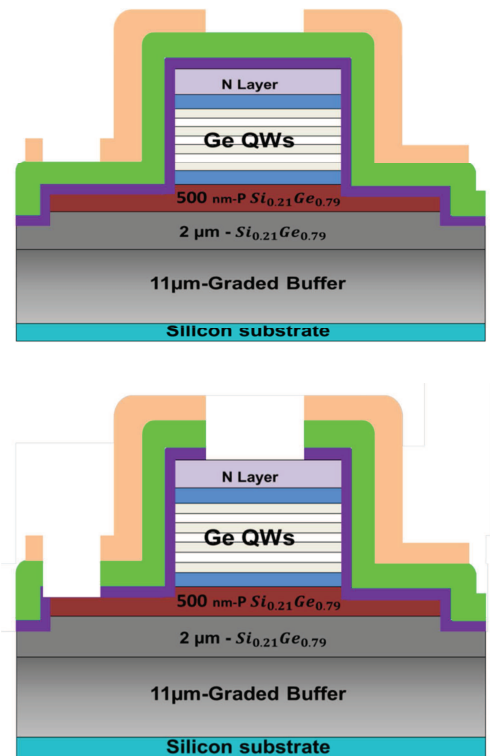


Figure 43 : Image au microscope optique des ouvertures réalisées dans la silice et le nitrure.

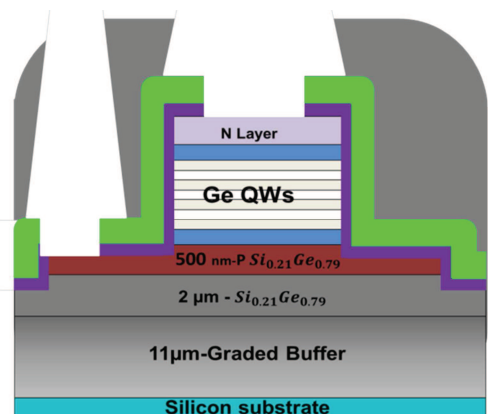
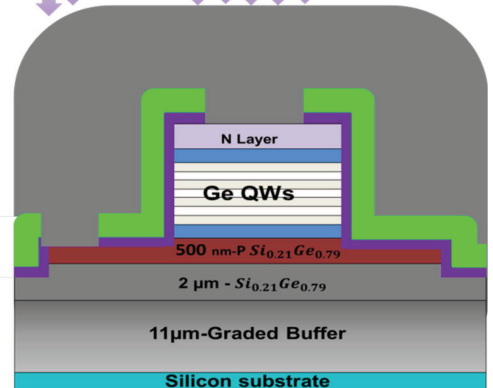
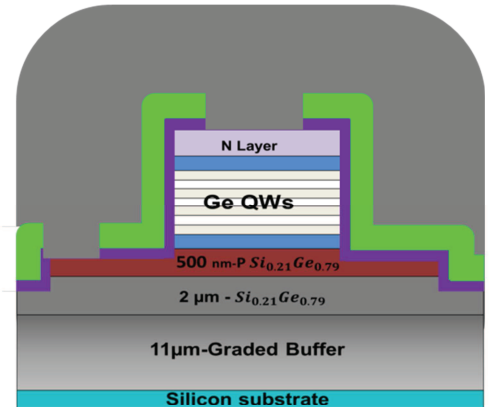
D/ Dépôt de métal et lift-off:

1/ Enrésinement :

Après avoir préparé les ouvertures au niveau des deux couches Si_3N_4 et SiO_2 , nous utilisons le procédé de lift-off pour déposer 1 μm d'aluminium. Cette technique a l'avantage de ne déposer le métal qu'aux endroits définis par la lithographie. La résine doit avoir des flancs dits « en casquette » au niveau des motifs insolés, ce qui va faciliter le décolllement aux endroits où on souhaite enlever le métal une fois qu'il est déposé. Nous avons utilisé la résine TI35ES en mode négative. Un enrésinement de 4000T/min est effectué afin d'avoir 2-2.5 μm d'épaisseur, suivi d'un recuit à une température de 100°C pendant 3 min pour sensibiliser la résine aux UV.

2/ Lithographie :

Une insolation des motifs est faite pour définir les zones des contacts P et N, suivi d'un recuit d'inversion qui consiste en deux étapes ; la première est un recuit pendant 10 min à une température de 40 °C suivi d'un autre recuit de 2 min à 130 °C. Une deuxième insolation sans masque (flood exposer) permet de rendre la résine insolée durant la première exposition soluble dans le développeur AZ400K.



3/ Dépôt de métal :

Le dépôt de métal est effectué par l'évaporation avec de système canon PLASSYS. Avant de commencer, un nettoyage avec du HF dilué est nécessaire pour éliminer l'oxyde de germanium GeO_2 formé à la surface de l'échantillon. Après cela, une épaisseur de 1µm d'Aluminium est évaporée sur la surface de l'échantillon pour réaliser les contacts métalliques. Afin de s'assurer de la continuité du métal, une rotation de l'échantillon ainsi qu'une inclinaison par rapport à l'axe d'évaporation sont utilisés lors du dépôt. En effet, comme la topographie de l'échantillon n'est pas la même sur toute la surface à cause des deux niveaux de gravure, on aura un risque non négligeable d'avoir un circuit ouvert entre la zone où s'effectue de contact et la zone où les pointes de polarisation seront déposées.

4/ Lift-off:

Pour réussir le décollage de la résine, on laisse l'échantillon dans un bain d'acétone pour une longue durée (2 heures minimum) puis on rince avec de l'isopropanol.

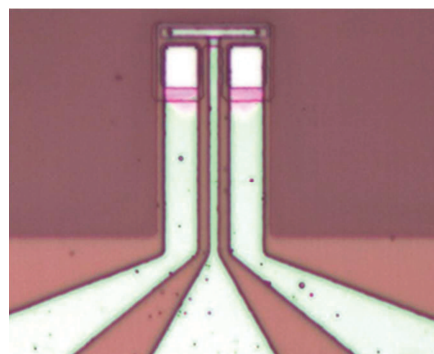
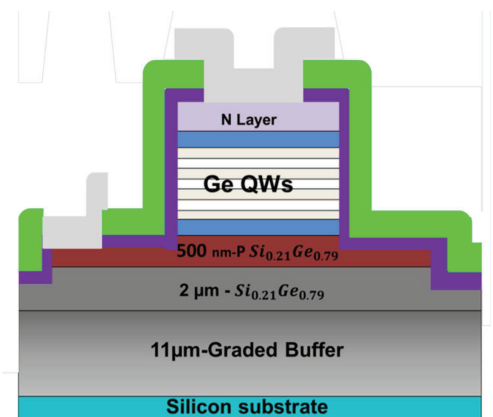
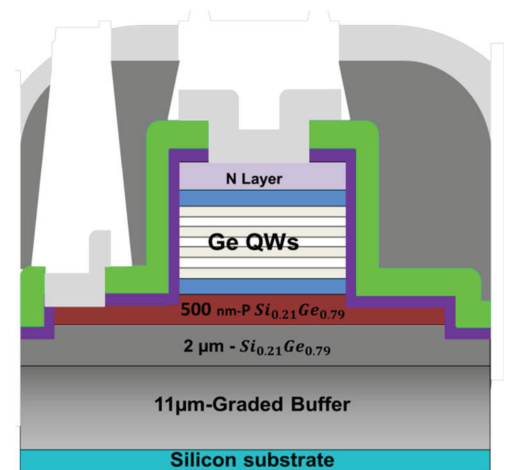


Figure 44 : Profil de la résine TI35ES après développement au microscope optique

Pour des raisons purement expérimentales, une dernière lithographie est nécessaire pour faire une gravure profonde de l'ordre de 100µm. Comme le signal optique sera injecté par la facette lors de la mesure des spectres de transmission, la fibre doit être la plus proche possible de l'entrée de l'échantillon. Avec une telle gravure, la fibre peut être rapprochée au maximum et se déplacer dans les trois directions de l'espace afin d'optimiser le couplage.

3. Caractérisations

3.1. Démonstration d'un ESCQ à 1.3µm

La première étape a consisté à caractériser les diodes à illumination par la surface pour évaluer l'ESCQ dans les nouvelles structures conçues pour fonctionner à la longueur d'onde de 1.3µm.

3.1.1. Descriptif du banc de caractérisation

La méthode de mesure pour laquelle on a opté afin de démontrer l'effet Stark est la détection synchrone du photocourant généré au niveau des puits quantiques. En effet, une onde incidente perpendiculairement au plan des puits va être absorbée en générant des paires électron-trou. Ces porteurs vont être récoltés grâce au champ électrique appliqué au niveau de la région intrinsèque via les deux contacts P et N. L'avantage de cette méthode de mesure réside dans le fait que seule l'absorption au niveau des puits sera prise en compte, les autres absorptions comme l'absorption du substrat ou du buffer graduel, ne se superposeront pas à l'absorption des puits puisque seuls les porteurs générés au niveau des puits seront récoltés. La relation qui lie le photocourant à la puissance de l'onde incidente est la fonction de transfert (Responsivity) donnée comme suit:

$$R = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} = \frac{q \cdot \eta \cdot \lambda}{h \cdot c} \quad 3.1$$

Où P_{opt} est la puissance incidente, I_{ph} est le photocourant généré au niveau des puits quantiques, q représente la charge de l'électron, λ est la longueur d'onde et η est le rendement quantique de la diode PIN. En travaillant à une longueur d'onde supérieure à l'épaisseur de la couche absorbante, le coefficient d'absorption en tant que tel n'a plus réellement de sens physique dans ce cas. On définit plutôt la fraction de lumière absorbée par puits quantique γ_{well} [122]. Si on considère que le rendement quantique de la diode PIN est de 100%, alors l'expression du photocourant s'écrit comme (Voir l'annexe A) :

$$I_{ph} = \frac{P_{opt} \cdot q \cdot \lambda \cdot N \cdot \gamma_{well}}{h \cdot c} \quad 3.2$$

Où $\gamma_{well} \ll 1$. Ce paramètre inclue la probabilité de transition et la densité des états dans les deux bandes d'énergies.

Le banc de mesure utilisé pour cette caractérisation est la détection synchrone du photocourant. Une source accordable TUNICS-PLUS est utilisée pour générer un faisceau laser sur une largeur spectrale allant de 1250nm à 1335nm avec un pas d'échantillonnage de 0.5nm. Un échantillonneur mis sur la trajectoire du faisceau permet de moduler le signal optique à une fréquence de 1kHz afin de minimiser les bruits. Le faisceau est par la suite injecté par la surface de l'échantillon au moyen d'une fibre optique portée sur un support qui permet un déplacement en 3D (X, Y, Z). Au moyen d'un microscope optique, la fibre est ajustée de telle manière à focaliser le spot lumineux sur la surface de l'échantillon. Deux pointes de polarisation DC permettent d'appliquer une différence de potentiel au niveau de la diode et récolter ainsi les porteurs photogénérés. Un détecteur synchrone « Ortec 9503 Lock-in Amplifier » réalise une mesure différentielle du photocourant généré avec un minimum de bruit sur tout le spectre scanné.

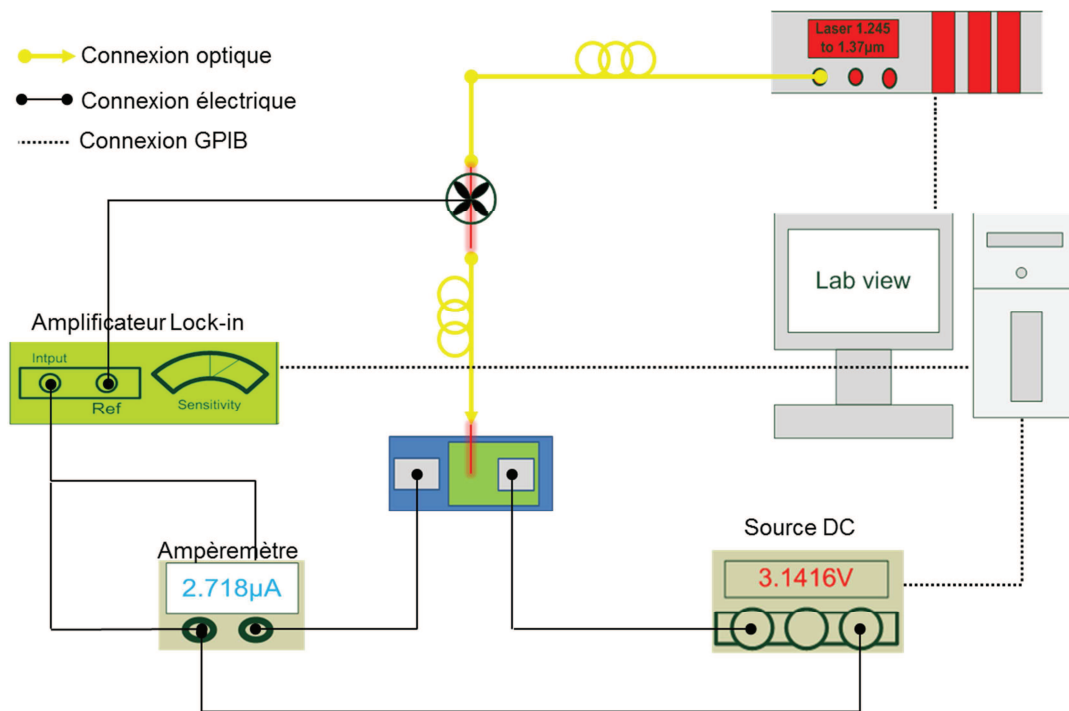


Figure 45 : Banc d'acquisition du photocourant généré au niveau de l'échantillon ; caractérisation par illumination par la surface.

3.1.2. Résultats de caractérisation

Deux spectres en photocourant mesurés à température ambiante sur deux échantillons (réf. : 8636-8637) sont représentés sur la figure 46. Les détails des épitaxies correspondantes ont été donnés dans le Tableau 6. Comme on peut le constater, le bord d'absorption de la structure se situe à la longueur d'onde de 1.3μm, comme prévu théoriquement (conception présentée dans le chapitre 2). Pour une polarisation de 1V, un pic d'absorption est clairement observable à la longueur d'onde de 1.280μm et à 1.277μm pour l'échantillon de réf. : 8637 et réf. : 8636 respectivement. La polarisation à 0V n'apparaît pas sur les courbes car le photocourant n'est pas mesurable sans polarisation inverse de la diode. En effet, sans champ électrique au niveau de la région intrinsèque, les porteurs générés ne sont pas déplacés de cette région vers les régions P et N.

Au fur et à mesure que le champ électrique augmente, on observe le décalage du bord d'absorption ainsi que la décroissance du photocourant (donc de l'absorption) au niveau du pic excitonique d'une façon significative. Cette perte en intensité de la transition optique en présence d'un champ électrique est due essentiellement à la diminution du recouvrement des fonctions d'ondes de l'électron et du trou, qui se déplacent vers les interfaces opposées du puits en présence du champ. Ce sont les deux caractéristiques de l'effet Stark confiné quantiquement. Au niveau des fractions de lumière absorbée par puits, le même ordre de grandeur est obtenu pour les deux échantillons.

Dans des structures à puits quantiques, l'effet Stark confiné quantiquement prédit que le décalage de l'énergie vers les plus grandes longueurs d'onde suit une loi quadratique en fonction du champ électrique appliqué à la structure, ce qui peut être observé sur la figure 47.

Ces mesures obtenues sur ces deux échantillons nous permettent donc de valider la conception réalisée au niveau du chapitre 2 par l'ingénierie des contraintes. Un choix adéquat de la concentration de germanium dans le substrat virtuel (79%) a permis de fixer la longueur d'onde de travail. Par l'application d'un champ électrique nous avons observé le décalage du spectre d'absorption. Par conséquent, la fonction de modulation peut être obtenue à la longueur d'onde 1.3μm grâce à la différence d'absorption entre deux tensions de polarisations.

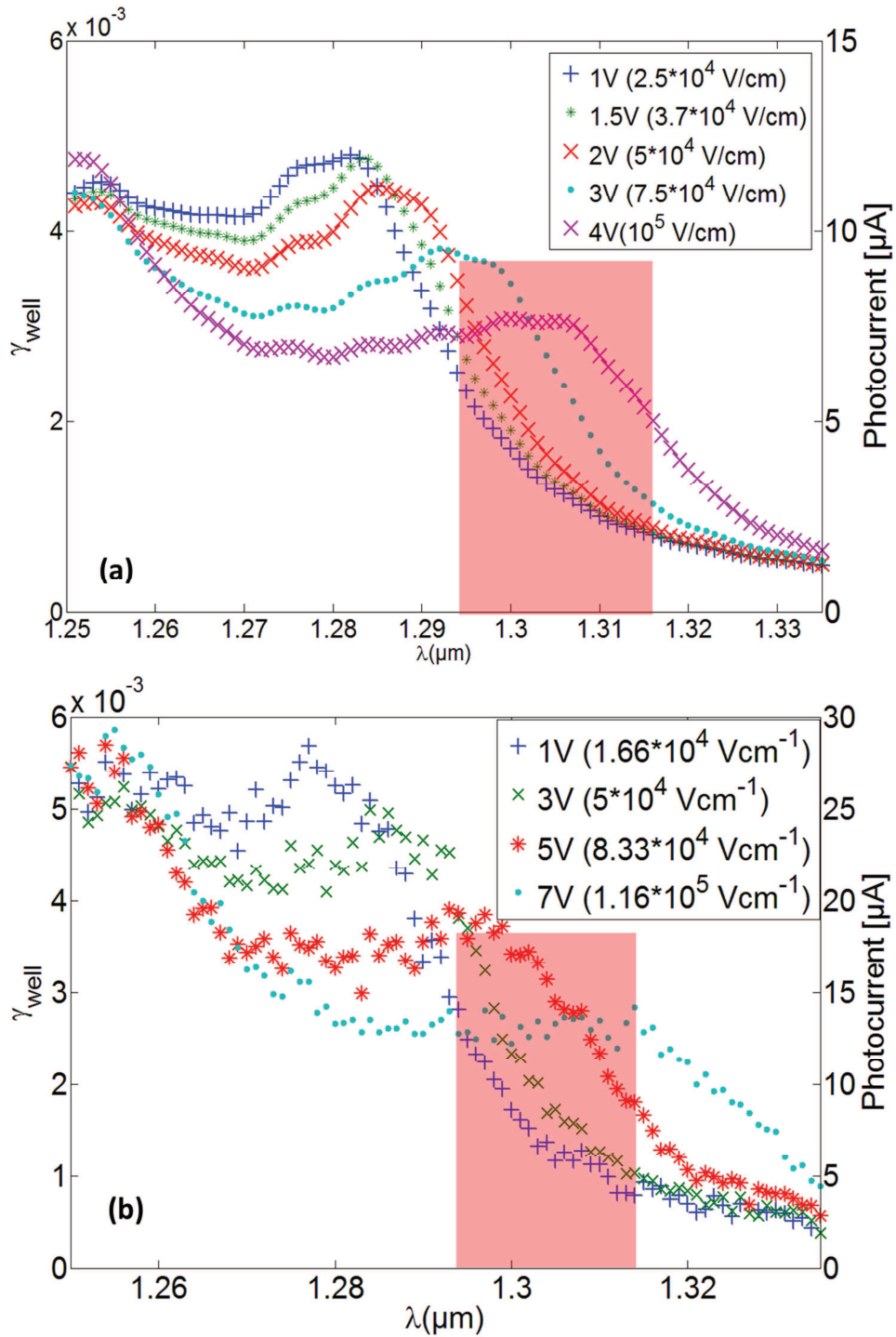


Figure 46 : Spectre du photocourant mesuré (a) sur l'échantillon à 12 puits quantiques (réf : 8637) (b) échantillon à 20 puits quantiques (réf : 8636). Le domaine de modulation pour la longueur de 1.31 μm est encadré en rouge.

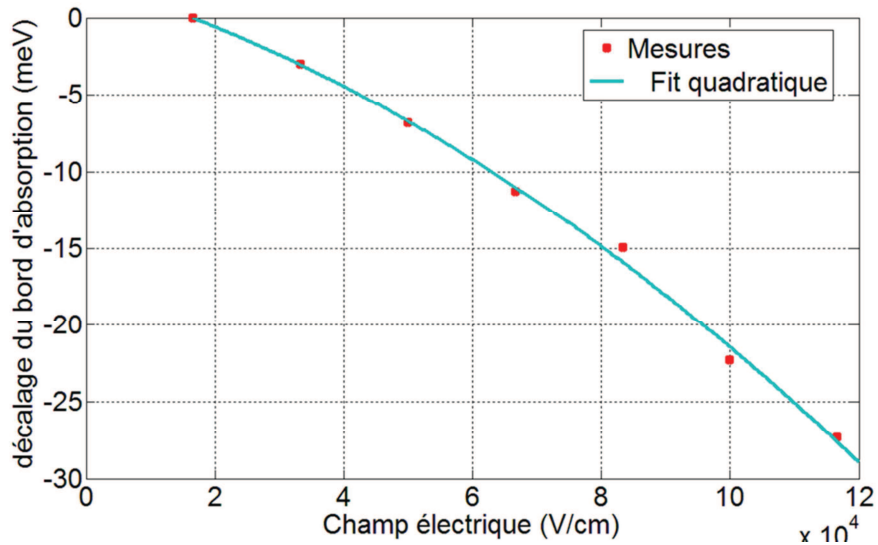


Figure 47 : décalage du bord d'absorption en fonction du champ électrique appliqué aux puits quantiques. Les données sont extraites des mesures réalisées sur l'échantillon 8636

3.1.3. Caractéristiques du pic excitonique

La position sur le spectre d'absorption des pics excitoniques et leurs caractéristiques (notamment la largeur) renseignent sur les propriétés physiques et technologiques des structures à base des puits quantiques.

En effet, dans l'hypothèse où le couplage est négligeable entre deux puits adjacents, deux effets contribuent à l'élargissement du pic. Le premier est la durée de vie des porteurs qui est limitée par leur diffusion vers d'autres vallées dans une bande d'énergie. Dans le germanium, la durée de vie des porteurs au niveau de la vallée Γ est limitée car la diffusion vers la vallée L est toujours permise. Par conséquent, le pic excitonique observé dans une structure à puits quantique en Ge va être plus large que celui mesuré dans les semiconducteurs à bande interdite directe. Le deuxième effet est lié à la fluctuation des épaisseurs des puits et à la rugosité au niveau des interfaces, déterminé par les conditions utilisées lors du dépôt LEPECVD.

La fluctuation des largeurs des puits ainsi que la rugosité au niveau des interfaces puits/barrière contribuent aussi à l'élargissement du pic.

La qualité de l'épitaxie dépend de la technique et les conditions utilisées lors du dépôt. Cette étude va nous permettre de conclure sur la qualité de l'épitaxie LEPECVD ainsi que le choix de la concentration en Ge dans le substrat virtuel.

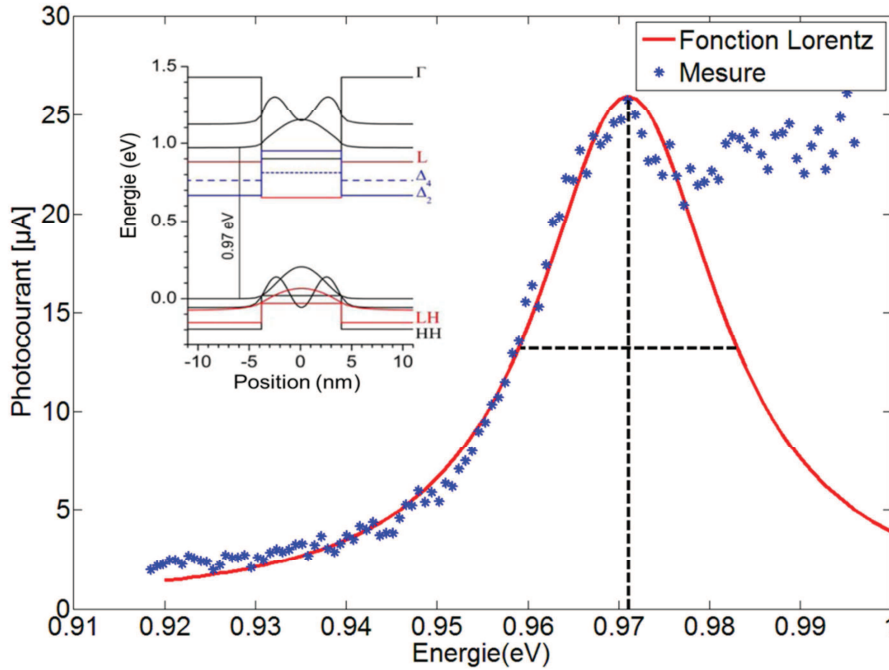


Figure 48 : Spectre d'absorption à 1V de l'échantillon 8636. En utilisant la fonction de Lorentz on interpole le spectre pour calculer le HWHM de la structure. Le centre du pic est localisé à 0.972eV et la largeur du pic est de 12meV. La figure à l'intérieur représente le diagramme des bandes d'énergie de la structure Ge/Si_{0,35}Ge_{0,65}.

Le calcul de la mi-largeur à la mi-hauteur « HWHM » (pour Half-Width at Half Maximum), nous permet de quantifier ces effets. La figure 48 illustre le spectre d'absorption de l'échantillon de réf. : 8636 sous une polarisation de 1V. La valeur du HWHM qu'on obtient sur cet échantillon est de 12meV. Dans une structure sur substrat virtuel Si_{0,1}Ge_{0,9} épitaxiée par la même technique LEPECVD, le HWHM obtenu était de 6.5meV [52]. Cet écart trouve son explication dans la différence des concentrations en Ge dans le substrat virtuel des deux structures. En effet, la concentration de 79 % introduit des contraintes plus importantes au niveau des puits et les barrières. Cela engendre le passage de la vallée Δ_4 en dessous de la vallée Γ , ce qui n'était pas le cas pour les structures sur substrat virtuel avec 90% de germanium (voir le diagramme des bandes sur la figure 48). La densité des états dans les vallées de plus basse énergie que le centre de la zone de Brillouin est plus grande, ce qui augmente la diffusion des porteurs vers ces niveaux, par conséquent leur durée de vie dans la vallée Γ se réduit. Cela se traduit alors par l'augmentation de la largeur du pic au niveau du spectre d'absorption.

La qualité de la structure influence aussi sur l'élargissement du pic (la fluctuation de la largeur du puits et la qualité de la surface entre les couches). Ces paramètres sont variables en fonction de la technique de dépôt utilisée. Afin de comparer la technique LEPECVD avec une

autre technique d'épithaxie, notamment la RPCVD, nous avons comparé la valeur de HWHM obtenue dans ce travail avec d'autres travaux existant en littérature. Pour une comparaison pertinente, il est raisonnable de choisir des structures similaires à la nôtre (même concentration en germanium), à cause des raisons citées auparavant. Principalement deux mesures à température ambiante ont été faites sur la structure Ge/Si_{0.4}Ge_{0.6} épithaxies avec la technique RPCVD. Des valeurs de HWHM qui variait de 15meV à 24meV [99] [109] ont été obtenues. Comparer aux 12meV mesuré sur notre structure, on pourra conclure que l'épithaxie LEPECVD permet d'avoir une très bonne qualité des interfaces puits-barrière ainsi qu'une très bonne maîtrise de l'épaisseur des films déposés.

3.2. Modulateur optique en guide d'onde

La configuration en guide d'onde est très répandue dans le domaine de l'intégration pour les interconnexions optiques. Après avoir démontré la possibilité de décaler le bord d'absorption de la structure à la longueur d'onde 1.3 μ m, en se basant sur l'ingénierie des contraintes, j'ai fabriqué et caractérisé un modulateur en configuration guide d'onde. Le masque optique a été conçu pour fabriquer plusieurs guides d'ondes de différentes longueurs sur la même puce, cependant la largeur du guide a été fixe à 3 μ m. Les résultats présentés dans cette section sont mesurés sur des guides fabriqués à partir de l'épithaxie 8636. Dans le but d'optimiser les performances du modulateur, nous avons également travaillé sur les épithaxies 8889 et 9044. L'absence d'ESCQ dans ces deux derniers échantillons a conduit nos collaborateurs du L-NESS à re-optimiser leurs conditions de dépôt. En annexe B, nous avons reportés les résultats de la caractérisation de ces deux épithaxies.

3.2.1. Descriptif du banc de caractérisation

Les mesures du spectre de transmission des structures guidantes ont été réalisées sur un banc d'optique intégré schématisé sur la figure 49. Il s'agit d'un banc conçu pour la mesure en transmission optique sur des puces ne dépassant pas 1 à 2 cm de largeur. La puce est placée sur une platine porte-échantillon qui permet une rotation. La sortie de la source TUNICS PLUS est connectée à un testeur de composants Yenista Optics CT400 qui permet de scanner le spectre en longueur d'onde avec une résolution de l'ordre du picomètre. Le faisceau en sortie du testeur de composants est envoyée à un filtre polariseur afin de sélectionner la polarisation TE, puis une fibre micro-lentillée à maintien de polarisation permet de l'injecter par la facette du guide. Cette fibre est portée sur un support où son déplacement est

commandé par des moteurs piézo-électriques. Les déplacements qu'offre le système sont de l'ordre submicroniques, cela va nous faciliter l'optimisation de la position de la fibre par rapport à l'entrée du guide. De ce fait on pourra maximiser le couplage par la facette du faisceau laser. Pour bien s'aligner à l'entrée, un microscope est placé à la verticale du composant, relié à une camera CCD, permettant la visualisation de l'échantillon et de la fibre. Le signal optique, après s'être propagé dans le guide, sera récolté par un objectif servant comme collimateur de faisceau optique. Un deuxième objectif est utilisé pour focaliser la lumière dans une fibre qui envoie le faisceau à l'entrée du testeur de composants. Pour ce qui est de la polarisation électrique, deux pointes métalliques connectées à une source de tension KEITHLEY sont utilisées.

L'alignement des objectifs, de la fibre et de l'échantillon est très important et critique pour ce type de mesures. Dans le but d'avoir un bon réglage, on pourra utiliser une caméra infrarouge Hamamatsu pour voir le mode optique en sortie du guide, cela est possible grâce à un prisme mis sur la trajectoire du faisceau et qui le focalise sur la camera. Un puissance-mètre Anritsu MU931421A permet de mesurer la puissance transmise. Quand l'alignement est optimisé c'est-à-dire que la fibre, les objectifs et le photodétecteur ont le même axe optique, on obtient entre -10 et -12dBm de puissance transmise pour une puissance d'émission au niveau du laser de 1 mW. Afin de travailler à une température ambiante et limiter l'influence de l'effet thermique, la salle de caractérisation est climatisée.

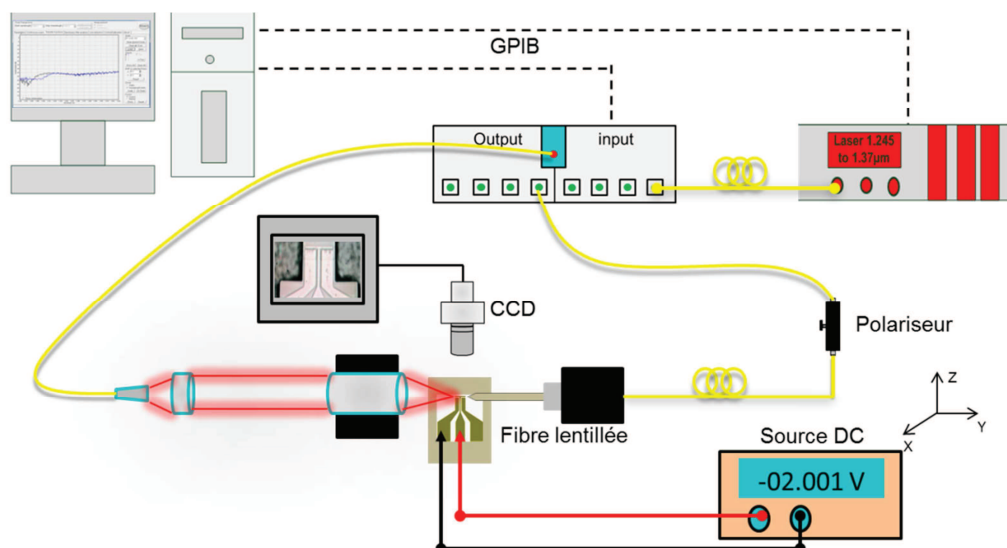


Figure 49 : Représentation schématique du banc de caractérisation de la transmission optique.

3.2.2. Résultats de caractérisation :

Les spectres d'absorptions extraits de la transmission optique sont représentés sur la figure 50-a. Il s'agit d'une mesure sur un guide d'onde de longueur 50μm polarisé en inverse sous différentes tensions. Les deux facettes entrée-sortie du guide introduisent principalement deux phénomènes optiques qui agissent comme des bruits sur le spectre d'absorption (ou de transmission). Le premier phénomène réside dans les pertes par couplage, qui seront substituées des courbes de transmission par la technique de cut-back. Les résonances de Fabry-Pérot sont également observables sur le spectre, car deux facettes constituent des miroirs optiques. Un filtrage numérique des données est effectué pour éliminer ces bruits indésirables sur le spectre d'absorption.

Comme on peut le constater, le bord d'absorption est localisé à 1.29μm comme il a été déjà démontré dans la mesure en illumination par la surface. En absence d'un champ électrique, le spectre d'absorption présente un pic localisé à 1.274μm (0.972eV), il est associé à la première transition HH1-cΓ1. En augmentant la tension de polarisation, on constate le décalage du bord d'absorption vers le rouge et la disparition du pic excitonique, ce qui traduit l'effet Stark confiné quantiquement. A partir des courbes d'absorption, nous avons calculé le taux d'extinction du modulateur. Les résultats de ce calcul sont présentés sur la figure 50-b. Avec une tension de polarisation de 3V ($E = 50 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$), on atteint un taux d'extinction de 2dB. Quand les tensions de polarisation appliquées entre les deux contacts de la diode augmentent, la profondeur de modulation ainsi que la bande spectrale augmentent. Avec une tension inverse de 5V ($E = 83 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$), un taux d'extinction supérieur à 3dB est atteint sur une largeur spectrale de 11nm (1281nm-1291nm), avec un maximum de 5.24dB localisé à la longueur d'onde de 1286nm. Un maximum de modulation de 6.14dB a été mesuré avec une tension de 7V ($E = 116 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$) et à la longueur d'onde de 1293nm. La largeur spectrale sur laquelle on pourra avoir un taux d'extinction supérieur à 4dB été de 15nm (1287-1302nm). La figure 50-c reporte les résultats de calcul du taux d'extinction en fonction de la différence de tension de polarisation ΔV . Un taux d'extinction supérieur à 4dB a été obtenu sur une largeur spectrale de 6nm, 10nm et 12nm respectivement pour une différence de potentiel de 2V, 3V et 4 V. Les pertes d'insertions (courbe 0V de la figure 50-a) sont supérieures à 5dB en dessous de 1290nm, mais descendent à 3dB au-dessus de 1300nm.

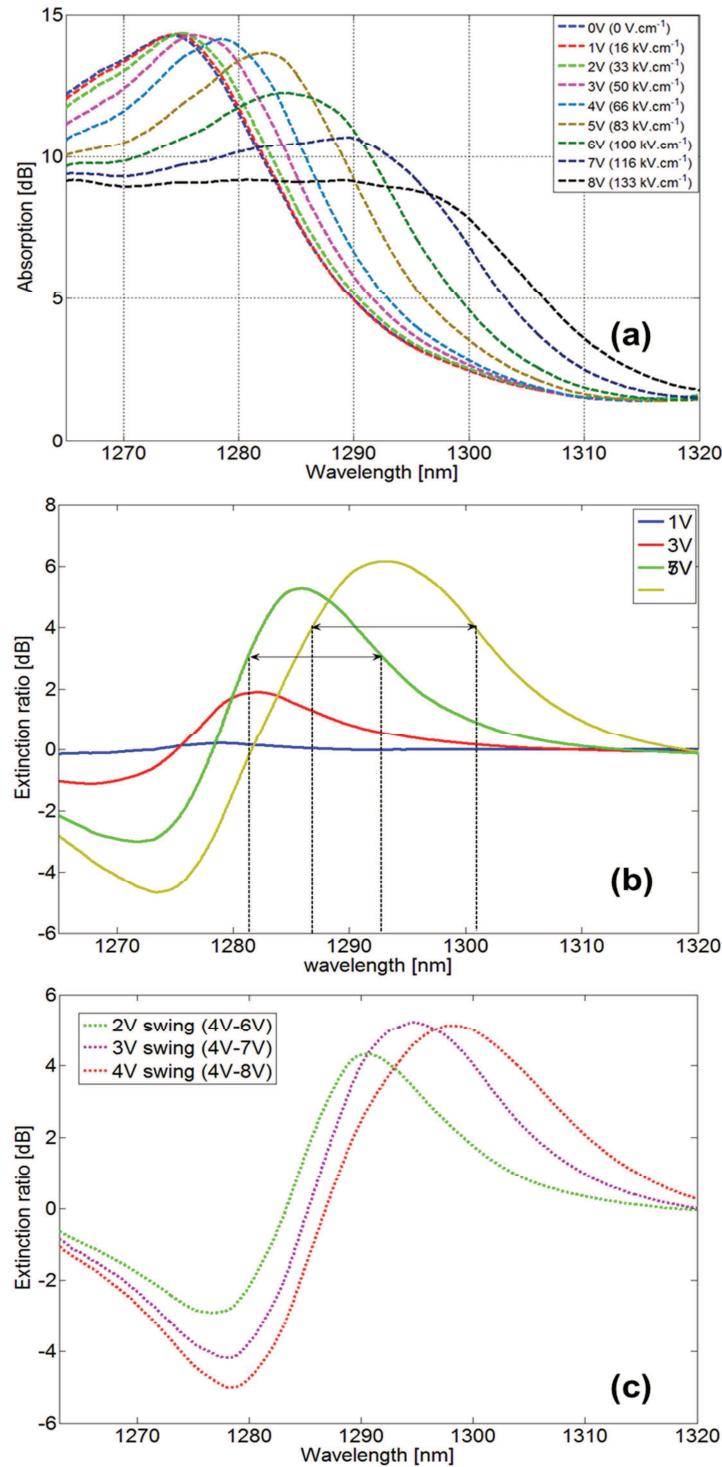


Figure 50 : (a) : Mesure expérimentale du spectre d'absorption du guide d'onde Ge/SiGe en fonction des différentes tensions de polarisations. (b) : le taux d'extinction calculé à partir du spectre d'absorption. (c) le taux d'extinction pour différentes variations de la tension de polarisation (Swing voltage).

Pour les communications à courte distance, pour lesquelles sont destinés ce type de modulateurs, les performances typiques sont un taux d'extinction supérieur à 5dB et des pertes inférieures à 3dB [97]. En partant de ces conditions, on pourra définir le facteur de

mérite (FOM) du modulateur qui est le rapport entre le taux d'extinction et les pertes d'insertions, qui vaut 1.6 dans ce cas. Sur la figure 55, on a tracé le facteur de mérite calculé à partir des résultats expérimentaux obtenus. Comme on peut le constater, le FOM ne franchit la barre de 1.6 qu'à partir d'une polarisation de 7V. Une largeur spectrale de 9nm et 13nm est obtenue pour les polarisations de 7V et 8V respectivement. Comparé aux résultats théoriques obtenus dans [97], où la FOM a été évaluée à 1.6 et cela pour une longueur d'onde 1.3 μ m, les résultats qu'on obtient expérimentalement sont très satisfaisant. Cependant les tensions de polarisation qu'on utilise pour cette démonstration sont encore très importantes par rapport à celles exigées en CMOS. Cette structure peut cependant être optimisée. L'interaction du mode optique avec les puits quantiques peut être maximisée par une augmentation du facteur de confinement.

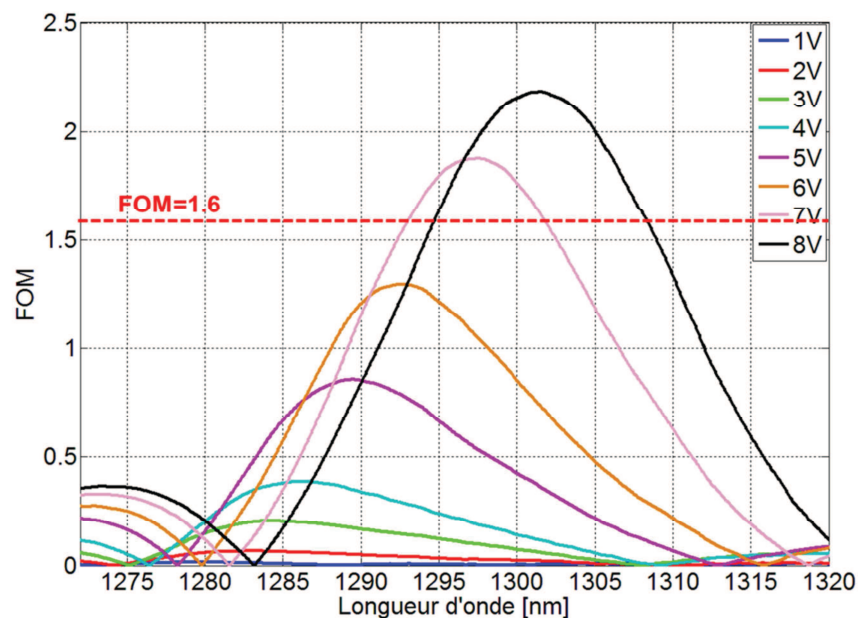


Figure 51 : Facteur de mérite du modulateur en fonction de la longueur d'onde aux différentes tensions de polarisations.

4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la fabrication et la caractérisation de modulateur optique Ge/SiGe fonctionnant à 1.3 μ m. Nous avons détaillé l'ensemble des procédés de fabrication technologiques ainsi que les bancs de mesures et les résultats des caractérisations. Les premiers dispositifs fabriqués (diode à illumination pas la surface) nous ont permis de mettre en évidence un ESQC efficace, et de valider expérimentalement les résultats de simulation obtenus en simulation dans le chapitre 2, grâce à l'ingénierie des contraintes. Malgré le niveau de contraintes dans les puits et les barrières, le HWHM de la structure

présente une valeur inférieure à celles que l'on retrouve dans la littérature. Cela nous a conduits à conclure que la technique LEPECVD offre des épitaxies de très bonnes qualités.

Nous avons également démontré pour la première fois, un modulateur en configuration guide d'onde (3μm de largeur et 50μm de longueur) fonctionnant à 1.3μm. Des taux d'extinction dépassant les 5dB ont été obtenus sur des largeurs spectrales supérieures à 10nm. Après cette démonstration, le prochain objectif est l'intégration d'un modulateur Ge/SiGe avec des guides d'onde SOI.

Chapitre 4 : Conception d'un modulateur Ge/SiGe intégré avec des guides d'onde SOI

L'intégration des modulateurs optiques sur un substrat SOI est d'une extrême importance pour la photonique sur silicium, car les structures photoniques sur Si/SiO₂ bénéficient du fort contraste d'indice pour la réalisation de structures optiques compactes. Pour ce qui est de l'intégration des modulateurs à base des puits quantiques Ge/SiGe, une technique d'intégration a été présentée dans le chapitre 1 (partie 5.4). Un couplage en bout entre le guide en SOI et celui de Ge/SiGe a été réalisé afin d'échanger la puissance optique entre les deux guides. Cependant des pertes d'insertion de 12dB ont été obtenues à cause du désaccord modal. La méthode que nous avons envisagée est la réalisation d'un couplage vertical entre les deux guides comme cela est le cas dans les lasers III-V intégrés sur SOI [123] [18] [124]. Il est à noter que la compatibilité du Ge et du Si permettra de faire directement l'épitaxie sur un wafer SOI contrairement aux matériaux III-V.

Jusqu'à présent, toutes les structures Ge/SiGe étudiées au niveau de ma thèse ou bien les différentes démonstrations faites au niveau du laboratoire, ont été épitaxiées sur un buffer graduel SiGe (11μm ou 13μm). L'intérêt de cette couche réside dans l'obtention des structures de très bonne qualité avec un minimum de dislocations, et cela sans avoir recours à un recuit thermique lors de l'épitaxie de ce buffer. Cependant, une telle épaisseur de buffer épitaxiée sur un substrat SOI ne permettra pas d'avoir un couplage vertical entre le guide d'onde Si et les puits quantiques Ge/SiGe. Par conséquent, la réalisation d'un tel couplage passera systématiquement par la réduction de l'épaisseur du buffer à quelques centaines de nanomètres.

Dans le but de mettre en évidence la possibilité de réduire l'épaisseur du buffer tout en gardant une structure de bonne qualité, l'équipe de recherche du L-NESS a optimisé une épitaxie des couches à multi-puits quantiques sur un substrat silicium, en utilisant une couche d'adaptation des paramètres de mailles Si_{1-y}Ge_y d'épaisseur typique de 360nm. J'ai effectué la fabrication et la caractérisation de dispositifs de tests utilisant cette épitaxie (épitaxie réf. : 8828). Suite aux résultats obtenus sur cette épitaxie, une intégration sur une plateforme SOI a été envisagée, car le changement de la nature du substrat n'affectera pas les caractéristiques physiques de la structure finale.

Dans ce présent chapitre, les résultats de cette caractérisation vont être présentés. Par la suite, les simulations faites pour la conception d'un modulateur intégré sur SOI vont être également détaillées. Les performances d'un modulateur à puits quantiques Ge/SiGe épitaxiés sur un substrat homogène de 360nm sont calculées.

1. ESCQ dans l'hétérostructure Ge/SiGe épitaxiée sur un substrat SiGe d'épaisseur 360nm

1.1. Epitaxie et fabrication

La technique utilisée pour la croissance d'un substrat homogène $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ sur Si est de décomposer le dépôt du substrat $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ en quatre étapes. Chaque étape consiste à déposer une couche de 90nm à une température de 400 °C avec une vitesse de 0.1nm/s. Afin de minimiser la formation des dislocations, un cycle de recuit de 4 min entre les températures de 600 et 800 °C a été réalisé. Il consiste à maintenir la température à 600 °C pendant 2 min suivi d'une autre période à 800 °C pour la même durée. Le passage d'une température à une autre est effectué avec une pente en montée et en descente de 120 °C/min. Le cycle est répété 6 fois pour chaque couche de 90nm, ce qui favorise la relaxation du substrat, et réduit les dislocations ($< 10^8 \text{cm}^{-2}$).

Après avoir fini le dépôt de 360nm de buffer, la diode PIN peut être épitaxiée selon les étapes suivantes: une couche $\text{Si}_{0.08}\text{Ge}_{0.92}$ dopée au bore est épitaxiée afin de former la couche P, suivie de 50 puits Ge/ $\text{Si}_{0.15}\text{Ge}_{0.85}$ d'épaisseur 10/14nm, pris entre deux couches non dopées $\text{Si}_{0.08}\text{Ge}_{0.92}$ de 50nm. A la fin, une couche $\text{Si}_{0.08}\text{Ge}_{0.92}$ de 100nm dopée au phosphore est déposée pour former la couche N. La figure 52 présente une vue au microscope électronique à balayage, ainsi qu'une coupe verticale de la structure épitaxiée, où toutes les couches constitutives du substrat sont observables. Pour ce qui est de la fabrication du dispositif, elle a été réalisée selon les techniques de fabrication déjà expliquées dans le chapitre 3 pour obtenir une diode à illumination par la surface, afin d'évaluer les propriétés de la structure.

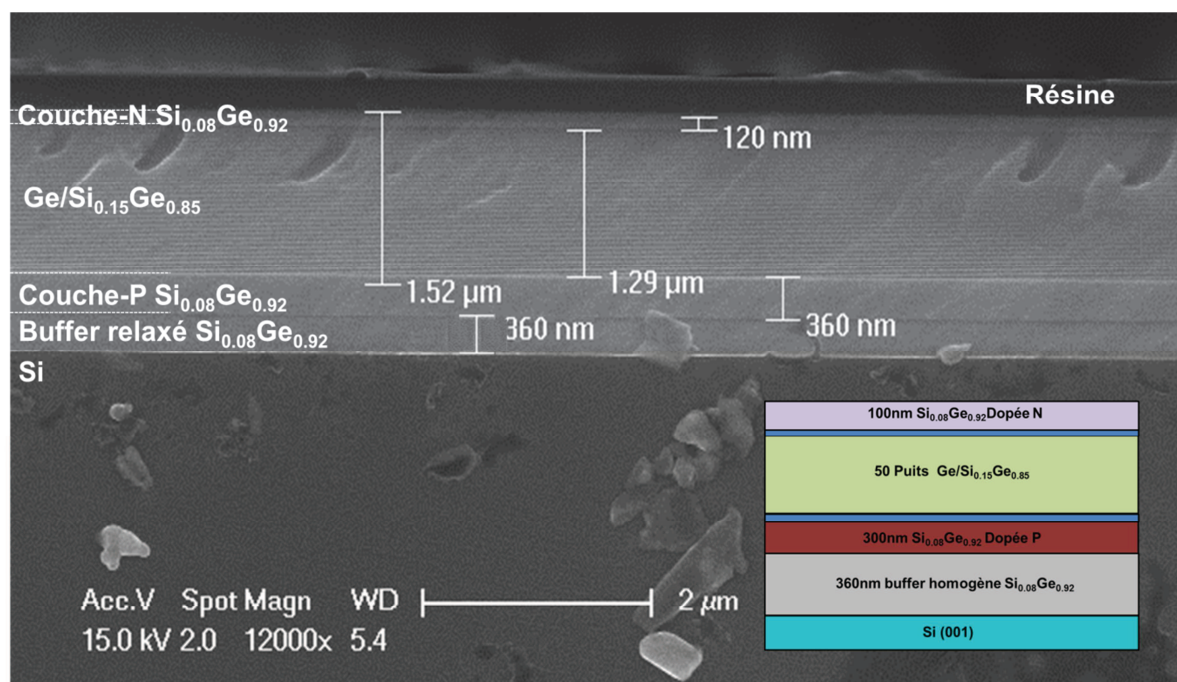


Figure 52 : Image au microscope électronique à balayage de la structure à puits Ge/SiGe épitaxiée sur un substrat homogène de 360nm.

1.2. Résultats et discussion

La mesure du spectre du photocourant généré au niveau des puits quantiques est effectuée par la méthode décrite dans le chapitre 3. Les données de la mesure ont été filtrées pour réduire les bruits qui se superposaient au spectre d'absorption. Le spectre est reporté sur la figure 53. Un pic d'absorption apparaît à la longueur d'onde de 1385nm, correspondant à la première transition HH1-c Γ 1. La largeur à mi-hauteur du pic est estimée à 9.7meV. Cette valeur est légèrement supérieure à celle obtenue sur une même structure épitaxiée sur un buffer graduel (6meV) [52]. Au fur et à mesure que la tension inverse aux bornes de la diode augmente, le spectre se décale vers de rouge et le pic disparaît, ce qui correspond aux deux caractéristiques de l'effet Stark confiné quantiquement. Pour la tension de polarisation à 1V, le photocourant mesuré est plus faible que celui mesuré pour les tensions plus importantes. Cela s'explique par le fait que les porteurs photogénérés ne sont pas tous collectés, car le champ électrique interne n'est pas suffisamment intense dans la région intrinsèque à cause du nombre important des puits quantiques (50 puits).

Sur la figure 54 est représentée la courbe I(V) de la diode (courant d'obscurité). On retrouve la caractéristique d'une diode PIN avec un courant d'obscurité inférieur à 1 μ A pour

une tension de polarisation inverse de 6V. Ces courants relativement faibles obtenus au niveau de cette structure confirment la bonne qualité cristallographique.

Cette structure réalisée sur un wafer Si a permis de démontrer un ESCQ efficace, avec seulement 360nm d'épaisseur de substrat homogène. Cette démonstration ouvre la voie à la réalisation d'un modulateur, sans avoir recours au buffer graduel de 13 μ m, offrant la perspective d'une intégration sur wafer SOI.

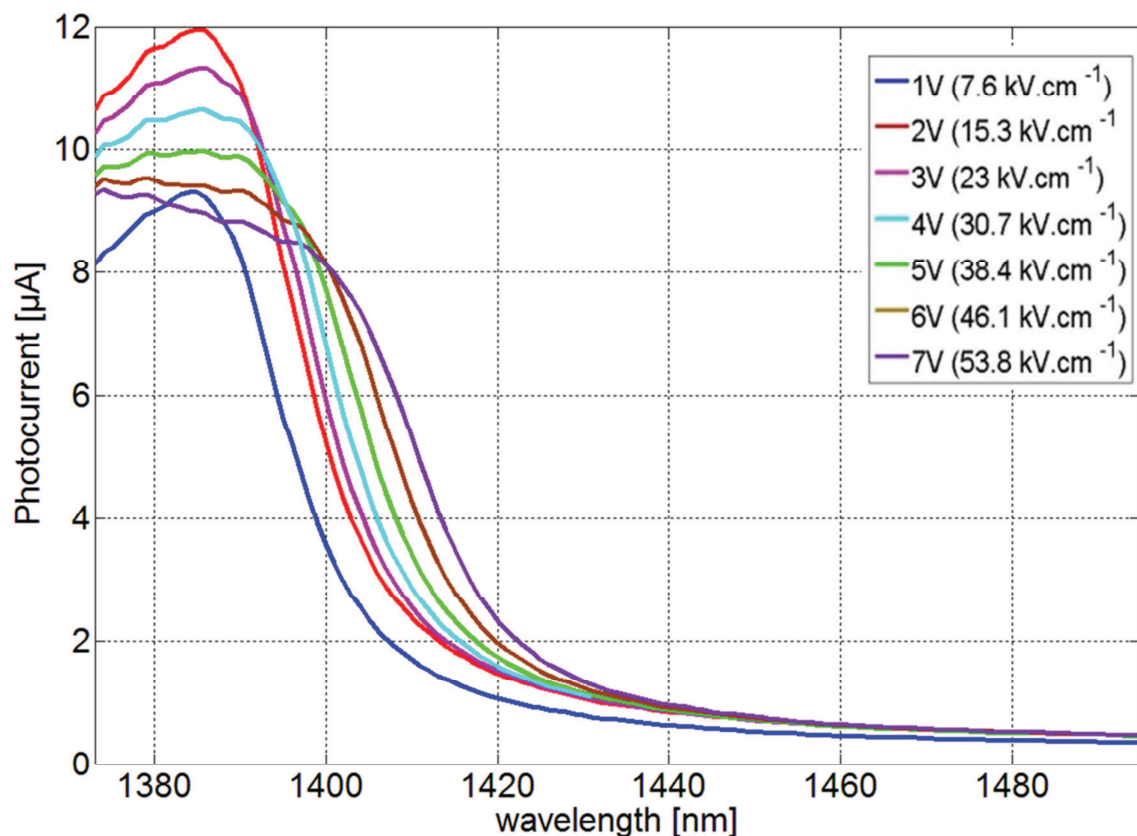


Figure 53 : Spectre du photocourant mesuré la structure Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} épitaxiée sur un substrat relaxé Ge_{0.08}Si_{0.92} de 360nm

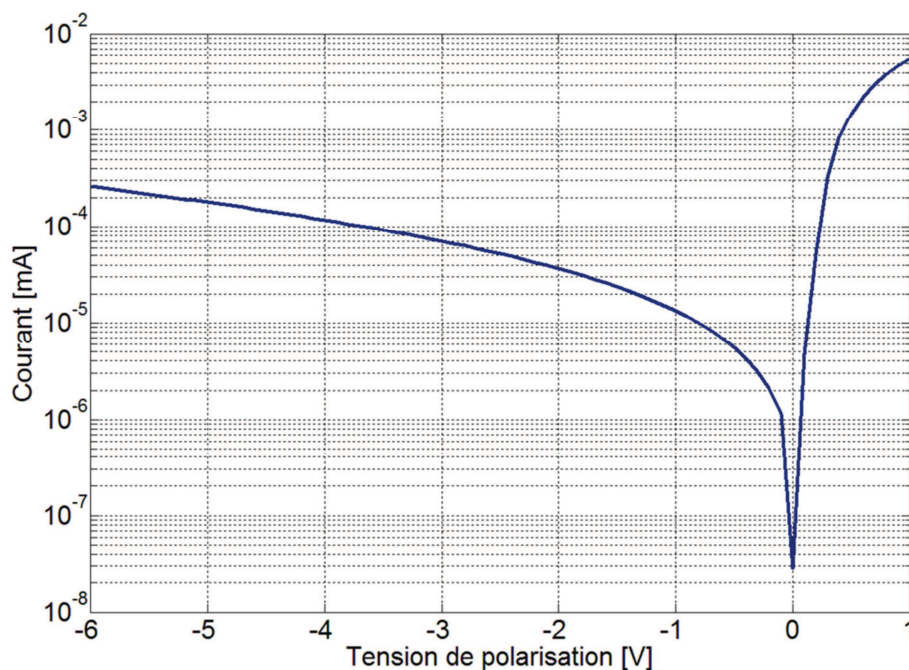


Figure 54 : Caractéristique $I(V)$ de la diode PIN en fonction des différentes tensions de polarisation directes et inverses.

2. Concept général du dispositif intégré sur SOI

La conception d'un modulateur intégré sur un substrat SOI est une tâche complexe mettant en relation de nombreux paramètres comme la géométrie et les épaisseurs des couches. L'optimisation de ce dispositif doit tenir compte non seulement de chacun paramètre (cités ci-dessous), mais aussi des contraintes liées à la fabrication technologique. L'étude présentée dans cette partie vise à concevoir un modulateur fonctionnant à la longueur d'onde $1.3\mu\text{m}$ intégré sur SOI, présentant les meilleures performances possibles.

Sur la figure 55 une vue schématique en 3D est présentée du concept général pour le modulateur intégré sur SOI. Il est constitué essentiellement de 3 parties, *i*) le guide d'onde en silicium sur isolant qui est conçu pour être monomode ; *ii*) la zone de couplage qui est constituée de deux coupleurs linéaires ; *iii*) la zone active ou de modulation. Il est à noter que le composant est symétrique, c'est-à-dire qu'on retrouve les mêmes coupleurs en entrée qu'en sortie. Les coupleurs en entrée permettent de coupler la lumière depuis le guide d'onde Si vers la région active, et les coupleurs en sortie découplent le mode vers le guide Si.

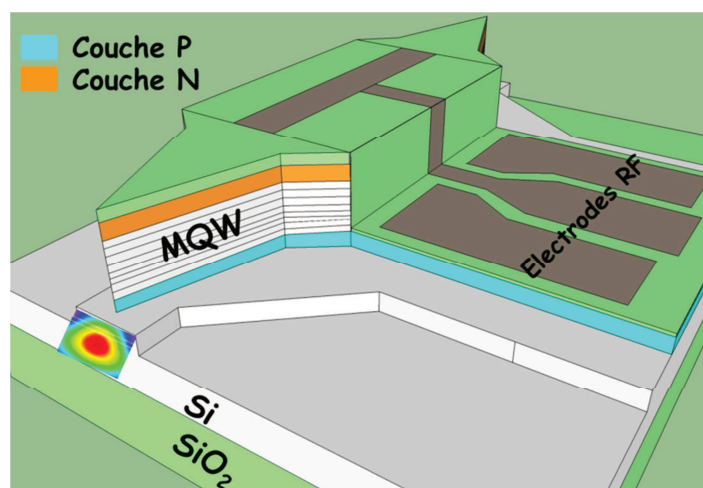


Figure 55 : Une vue en 3D du modulateur intégré sur une plateforme SOI.

3. Couplage entre le guide SOI et les hétérostructures Ge/SiGe

3.1. Guide d'onde SOI

Le guide d'onde d'entrée en silicium est un guide en arête [125]. La polarisation TE est choisie car elle permet de travailler autour de la première transition dans le puits en Ge ($c\Gamma_1 - HH_1$), pour obtenir une modulation efficace.

Des simulations ont été menées pour trouver les dimensions optimales qui assureront un guide d'onde monomode à la longueur d'onde de $1.3\mu\text{m}$. Le wafer SOI disponible au laboratoire L-NESS sur lequel l'épitaxie sera faite avait les caractéristiques suivantes : $1\mu\text{m}$ de silice enterrée, et 340nm de silicium superficiel, d'où les dimensions utilisés dans la simulation.

La figure 56 représente les résultats de calcul de l'indice effectif de propagation du mode TE_0 en fonction de la largeur de l'arête, pour différentes profondeurs de gravure ($H=90, 100$ et 110nm). On observe que pour une profondeur de gravure donnée de l'arête H , l'indice effectif de propagation augmente en fonction de sa largeur, jusqu'à ce que les modes d'ordres supérieurs apparaissent dans le guide. Nous pouvons constater aussi que la largeur de l'arête correspondant à la limite monomode/multimode diminue en augmentant la profondeur de gravure.

Pour la conception du dispositif, l'arête du guide en Si doit être la plus large possible. En effet pour des raisons technologiques, la présence du coupleur (d'une hauteur de $1.3\mu\text{m}$) sur ce guide introduit des contraintes sur le choix de l'épaisseur que doit avoir la résine. Une

répartition homogène de celle-ci, et une bonne protection du coupleur sont nécessaires pour réaliser cette gravure.

Nous avons choisi de travailler avec une profondeur de gravure de 100nm. Avec une marge d'erreur de $\pm 10\text{nm}$ sur la profondeur de gravure, la largeur de 700nm maintient le guide monomode pour les trois profondeurs de gravures. De plus, la profondeur de 100nm minimisera l'interaction du champ électromagnétique avec les flancs verticaux du guide, ce qui va réduire d'avantage les pertes optiques causées par la rugosité de ces flancs. Le profil de mode optique dans ce guide est représenté sur la figure 57 avec les dimensions finales. On constate qu'avec ces dimensions, la lumière est bien confinée sous l'arête.

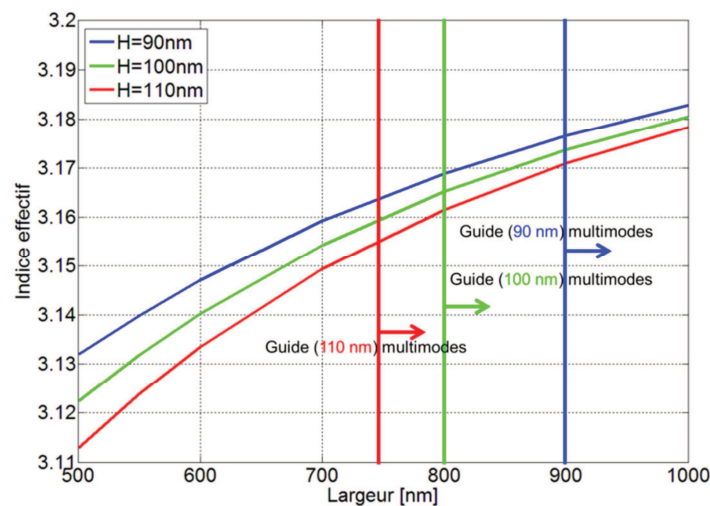


Figure 56 : Variation de l'indice effectif de propagation du mode TE_{01} en fonction de la largeur de l'arête et différentes épaisseurs de gravure

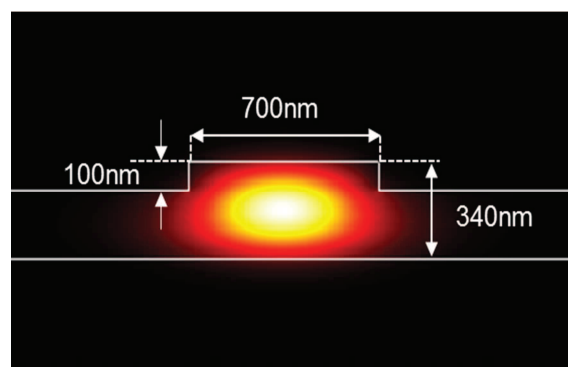


Figure 57 : Profil du mode TE_{01} optique dans de guide d'onde Si avec les dimensions typiques que doit avoir celui-ci

3.2. Coupleur adiabatique SiGe

Le coupleur est une partie importante et critique dans ce dispositif. Elle est importante car elle constitue la zone où s'effectuera le transfert de la puissance optique depuis le guide d'onde en silicium vers les puits quantiques Ge/SiGe. Elle est critique car le choix de la forme, la longueur et la largeur du coupleur vont déterminer les conditions de couplage des modes fondamentaux entre le Si et le SiGe. Dans le domaine de l'optique guidée, on peut utiliser plusieurs solutions pour effectuer un échange de puissance entre deux guides (couplage directionnel, couplage adiabatique, couplage par réseau de Bragg, etc...). Le principe de ces techniques de couplage est basé sur la perturbation de l'indice de réfraction dans le milieu de propagation de l'un ou des deux guides [126] [127].

Dans notre dispositif, l'onde électromagnétique va être couplée depuis le guide en Si vers la région active Ge/SiGe. Avec un coupleur directionnel, le mode optique oscillera entre les deux guides, et il n'existe aucun moyen de maintenir le mode dans la région Ge/SiGe. Par conséquent, le coupleur le plus adapté à la réalisation de cette fonction est le coupleur adiabatique. Ce coupleur va être défini par les couches SiGe comme reporté sur la figure 55, car du point de vue fabrication, il est difficile de réaliser un coupleur adiabatique en faisant varier les dimensions du guide en Si, comme ce fut le cas avec les lasers III-V intégré sur SOI. Le principe de fonctionnement de ce coupleur est basé sur la variation de l'indice effectif du mode optique le long de la direction de propagation, ceci est possible par l'élargissement de guide par exemple. Le passage du mode optique d'un guide à un autre aura lieu quand l'accord de phase est atteint [128]. Celui-ci représente le point où l'indice effectif des modes propres des deux guides est le même. Par conséquent, la connaissance de la condition d'accord de phase est primordiale pour déterminer les dimensions des guides. Le taux de transfert de la puissance optique à travers le coupleur est conditionné par les paramètres géométriques et la longueur du coupleur.

3.3. Accord de phase entre les guides Si et SiGe

Des simulations ont été menées avec le logiciel commercial Fimmwave-Fimmprop afin de calculer la condition d'accord de phase. Les caractéristiques physiques des couches qui forment l'épitaxie sont données dans le tableau 7. Les dimensions du guide en Si sont fixées à 700nm de largeur et 100nm de profondeur de gravure, ce qui implique un indice effectif de

3.145. Pour réaliser un coupleur adiabatique, un désaccord de phase très large entre les deux guides en entrée et en sortie doit exister pour créer les conditions favorables au couplage. La figure 58 représente les résultats de calcul de l'indice effectif de propagation du premier mode propre pour chaque guide (Si et Ge/SiGe). Du point de vue fabrication, il est préférable d'élargir le guide en Si le long de la direction de propagation, c'est pour cette raison que la largeur du guide en Si varie de 700nm à 2 μ m. Pour le coupleur SiGe une variation de largeur de 120nm jusqu'à 300nm a été réalisée pour calculer l'accord de phase. La largeur représentée sur l'axe des abscisses a été normalisée pour les deux guides. Depuis ce résultat, nous pouvons extraire la condition de l'accord de phase entre les deux qui aura lieu à $n_{eff} = 3.147$ ce qui correspond à une largeur de 228nm pour le guide en SiGe.

Nous avons choisi de fixer la largeur de la région active à 1 μ m en raison des contraintes de fabrications notamment celles liées au désalignement des niveaux et la reprise du contact métallique N au-dessus de la région active. Comme nous l'avons vu, l'accord de phase s'effectue à une largeur beaucoup plus petite que celle de la région active (228nm). Par conséquent, il est primordial de s'assurer que le critère d'adiabacité est obtenu avec le coupleur SiGe d'une largeur en sortie de 1 μ m. Nous avons réalisé des simulations pour voir si le transfert de la puissance optique sera total entre le guide Si et celui du guide SiGe, et cela pour les différentes largeurs en sortie. Le principe de la simulation consiste à calculer l'efficacité de couplage du mode fondamental entre les deux guides en fonction de la largeur du guide SiGe.

Couche	Epaisseur [nm]	Concentration en Ge (%)	Dopage
SiO ₂	1000	---	---
Si	340	---	---
Substrat homogène	360	79	---
SiGe	20 MPQ Ge /SiGe	100/65	---
Couche P	100	79	10 ⁺¹⁸
Couche N	100	79	10 ⁺¹⁸
Couche isolante	50	79	NID

Tableau 7 : Les paramètres physiques des différentes couches constitutives de la structure simulée.

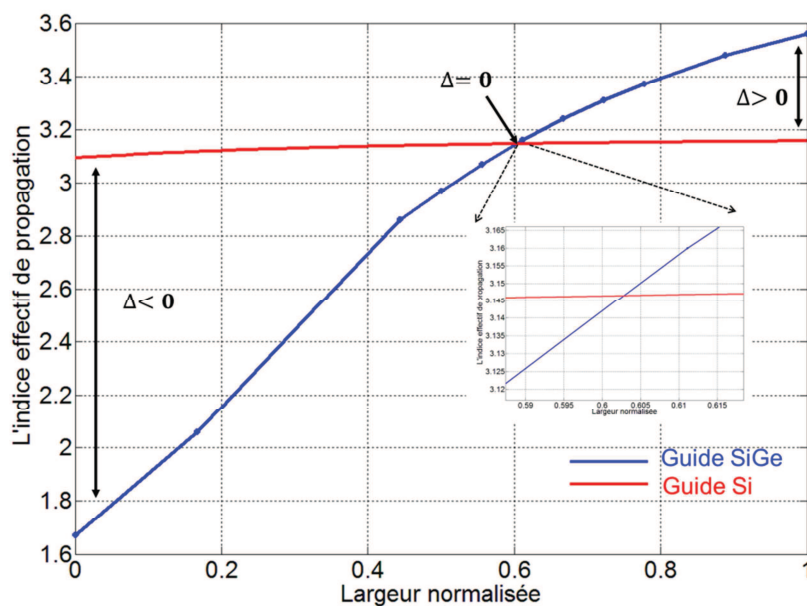


Figure 58 : La variation de l'indice effectif du mode propre pour chaque guide en fonction de la largeur.

La figure 59 représente le résultat de la simulation de l'efficacité de couplage en fonction des différentes largeurs en sortie du guide SiGe. Il apparaît clairement de ces résultats que le couplage maximal est obtenu, non pas à des largeurs avoisinant le $1\mu\text{m}$, mais à des largeurs beaucoup plus petites. La largeur maximale qui a un couplage de 100% est 500nm. Au-delà de cette valeur l'efficacité de couplage décroît pour atteindre une valeur nulle à 600nm. Ce comportement trouve une explication dans le fait que le mode fondamental dans le guide SOI excite les modes d'ordre supérieurs du guide SiGe présentant un indice effectif inférieur au mode fondamental, par conséquent aucune puissance ne sera transférée dans le mode fondamental TE du guide SiGe. La dépendance de l'efficacité de couplage en fonction de la longueur du coupleur est aussi observable sur la courbe. En effet, plus la largeur du guide est grande, plus on aura besoin d'une longueur importante pour avoir une efficacité de couplage maximale. La conclusion qui pourra être tirée de ces résultats est que la largeur en sortie du coupleur ne peut être de $1\mu\text{m}$. De ce fait, l'utilisation d'un deuxième coupleur est nécessaire afin d'assurer la transition vers la région active.

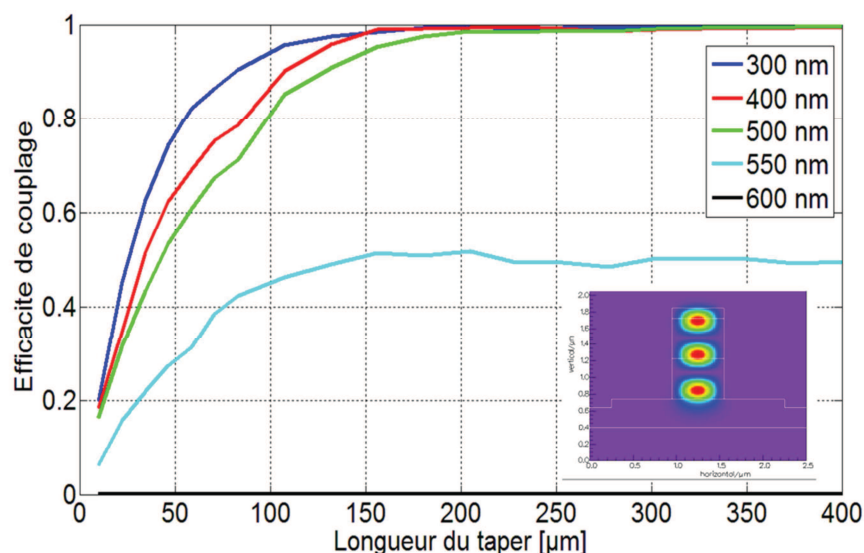


Figure 59 : Efficacité de couplage entre le mode fondamental dans le guide SOI et le guide SiGe en fonction de la longueur du coupleur, pour les différentes largeurs en sortie du coupleur. La figure incrustée représente le mode d'ordre supérieur TE_{03} du guide SiGe en sortie d'une largeur de 600 nm.

La figure 60-a présente une vue de dessus de la solution finalement retenue, ainsi que le champ électromagnétique le long de la direction de propagation figure 60-b. Des largeurs typiques en entrée et en sortie de 120 nm et 300 nm ont été retenues pour le coupleur (1), avec une longueur de L_1 de 150 μm . La conception du deuxième coupleur est relativement simple, puisqu'il s'agit d'adapter les deux largeurs entre elles. La longueur de ce coupleur doit être choisie en fonction de deux critères. Le premier est la minimisation des pertes dans celui-ci, le second est la longueur du dispositif final qui doit être petite afin d'avoir un modulateur compact.

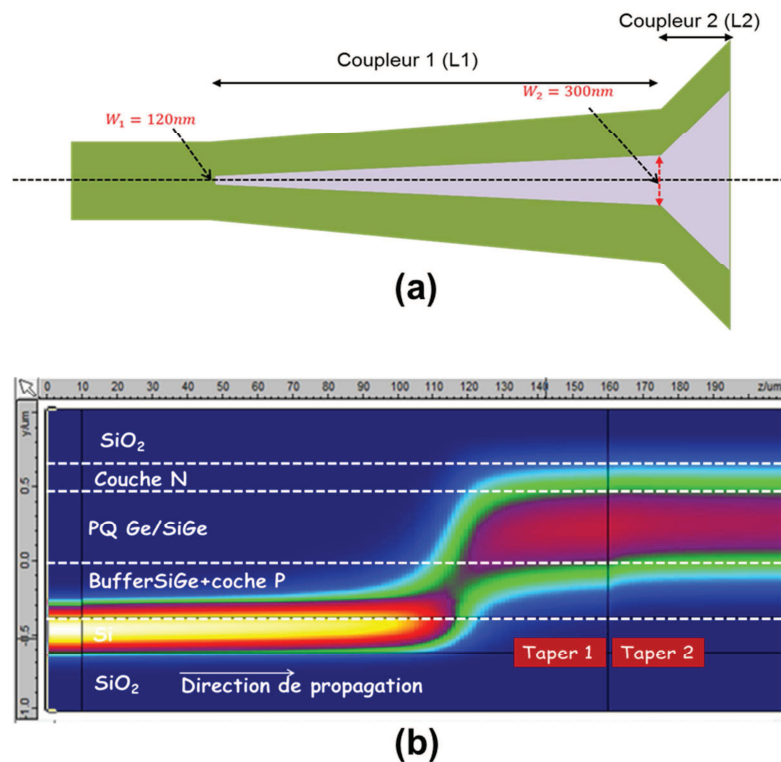


Figure 60 : (a) Les dimensions typiques du coupleur ainsi que le guide en SOI. (b) Le profil du champ électromagnétique le long de la direction de propagation.

3.4. Pertes optiques dans les coupleurs

Les résultats présentés jusqu'ici ne tiennent pas compte des absorptions liées aux différentes couches constitutives de la structure. Ces absorptions introduisent des pertes au niveau des coupleurs et peuvent changer les dimensions optimales retenues jusqu'à présent. Dans le but d'évaluer ces pertes, des simulations ont été effectuées en tenant compte de cette absorption. Les coefficients d'absorption intrinsèque de chaque couche obtenue à partir des mesures expérimentales sont donnés dans le tableau 8 (Voir l'annexe A pour le coefficient d'absorption des puits quantiques).

Région	Indice de réfraction	Coefficient d'absorption
Si	3.5	0
$\text{Si}_{0.21}\text{Ge}_{0.79}$ dopé P	4.1340	4 cm^{-1}
$\text{Si}_{0.21}\text{Ge}_{0.79}$ dopé N	4.1340	60 cm^{-1}
$\text{Ge}/\text{Si}_{0.35}\text{Ge}_{0.65}$	4.1346	350 cm^{-1} @ 0V/cm 1174 cm^{-1} @ 83 kV/cm

Tableau 8 : Paramètre des couches constitutives de la structure simulée à la longueur d'onde de $1.31\mu\text{m}$.

La première simulation effectuée concerne le coupleur (1), où les largeurs utilisées en entrée et en sortie dans cette étude sont les mêmes que celles obtenues précédemment (120nm et 300nm). La figure 61 représente les pertes en fonction de sa longueur L_1 . Le premier résultat tiré de cette simulation est l'existence des pertes au niveau de ce coupleur. En effet, et contrairement à la première simulation où l'efficacité de couplage atteint les 100%, les pertes par couplage ne seront jamais nulles. Trois zones particulières peuvent être identifiées sur cette courbe. La zone (1) correspond aux coupleurs qui ont une longueur inférieure à la longueur du couplage adiabatique (L_c), par conséquent le mode optique TE n'est pas totalement transféré vers le guide SiGe. La zone (2) est particulièrement intéressante, car c'est la zone où les pertes atteindront un minimum local de 1.93dB avec un coupleur de longueur de 70 μ m. En se référant à la figure 59, l'efficacité de couplage maximale pour cette longueur était de 86%, ce qui correspond à des pertes de 0.63dB. Par conséquent, les 1.3dB restantes résultent de l'absorption des différentes couches dans le guide SiGe. Dans la zone (3), les coupleurs présenteront des pertes de plus en plus importantes au fur et à mesure que leur longueur augmente. Étant donné que le mode est confiné dans le guide SiGe, l'intensité optique diminue en fonction de la longueur suivant la relation $e^{-\alpha L}$: ce sont les pertes par propagation.

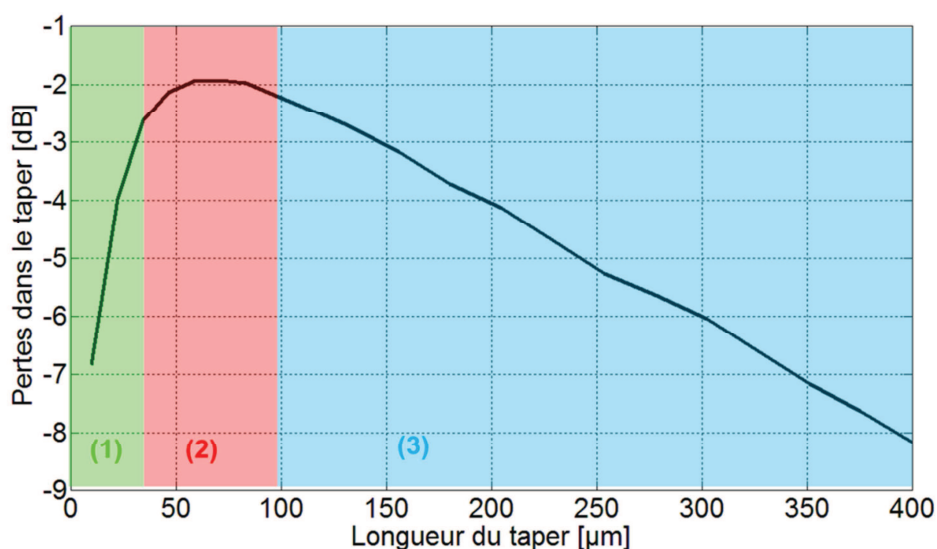


Figure 61 : Les pertes d'insertions dans le coupleur (1) en fonction de sa longueur.

Ces résultats mettent en évidence l'importance de tenir en compte de l'absorption optique au niveau des couches constitutives lors de la simulation. En effet, l'efficacité de couplage maximal est de 100% pour le coupleur (1) pour une longueur de 150 μ m. Cependant en prenant en compte l'absorption dans les différentes couches, les pertes vont être de l'ordre

de 3dB. Par contre une longueur de $70\mu\text{m}$ permet d'avoir à la fois, des pertes inférieures à 2dB et de diviser par deux la longueur requise pour le coupleur.

Tenant compte du coupleur en sortie (à cause de la symétrie du composant), le dispositif présentera des pertes totales de 4dB. Une telle valeur reste relativement élevée, car ils vont s'ajouter aux pertes par propagation dans la région active, par conséquent, le dispositif présentera des pertes d'insertions très élevées. Nous allons chercher à présent, un moyen de réduire d'avantage ces pertes dans ces coupleurs.

La figure 62 présente l'intensité du champ électromagnétique le long du coupleur (1) pour la longueur optimale de $70\mu\text{m}$, une remarque importante peut être extraite. En effet, au niveau du plan A, l'accord de phase a déjà eu lieu (largeur de 228nm) et le mode optique est entièrement confiné dans le guide SiGe. La propagation du mode sur une longueur de $17\mu\text{m}$ (depuis le plan A vers le plan B) constituera une source de pertes optiques, qui peuvent être évitées en diminuant encore la largeur du guide SiGe en sortie du taper (1). Des simulations ont été réalisées pour extraire la valeur optimale de la largeur du guide qui permet d'avoir un couplage adiabatique. Nous avons constaté que 260nm est la largeur minimale que doit avoir le guide SiGe afin d'avoir un transfert maximal de puissance. Cette valeur a été retenue par la suite pour calculer les pertes dans le coupleur (1).

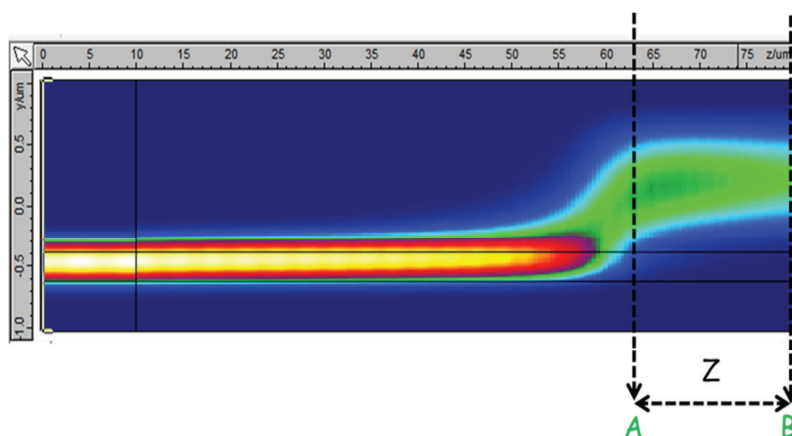


Figure 62 : Intensité du champ électromagnétique pour une longueur optimale de $70\mu\text{m}$.

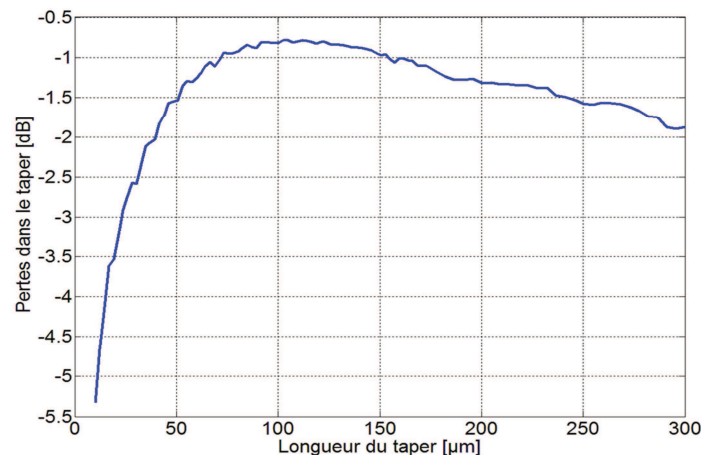


Figure 63 : Les pertes d'insertions dans le coupleur (260 nm de largeur en sortie) en fonction de la longueur

Les pertes d'insertions du coupleur (1) avec la largeur de 260nm en sortie sont reportées dans la figure 63. La longueur optimale dans ce cas est plus grande que dans le premier cas, c'est-à-dire pour une largeur de 300nm, mais les pertes sont cependant nettement plus faibles, de l'ordre de 0.77dB. Grace à cette optimisation, les pertes seront réduites de 2.52dB par rapport à la première conception. Les dimensions retenues pour ce coupleur (1) sont : une largeur en entrée et en sortie respectivement de 120nm, et 260nm, et une longueur de 100µm. Il est à noter, qu'il aurait été possible de réduire la longueur du coupleur par la recherche d'autres formes géométriques de ce coupleur [129].

Comme les pertes d'insertions doivent être minimisées, le coupleur (2) doit avoir la longueur la plus petite pour éviter des pertes trop élevées. Une longueur de 1µm permet d'avoir des pertes de 0.08dB, et d'adapter le mode fondamental depuis la sortie du premier coupleur vers l'entrée du modulateur, sans exciter les modes d'ordres supérieurs.

4. Performances du modulateur

L'objectif principal recherché dans cette étude est l'estimation des performances du modulateur en fonction de ses paramètres géométriques et la composition de la région active. Cette étude permettra d'établir de nombreux paramètres caractéristiques du dispositif final. Jusqu'à présent, le couplage a été optimisé en se basant sur une structure à 20 puits quantiques. Pour voir l'influence du nombre de puits sur les performances du modulateur (pertes d'insertions et le taux d'extinction), 3 structures avec 10, 15 et 20 puits quantiques ont été étudiées. Les avantages et les inconvénients des trois configurations vont imposer des

compromis, dont on doit tenir compte pour la conception du modulateur. L'épitaxie des différentes couches constitutives de la structure simulée est reportée sur la figure 64.

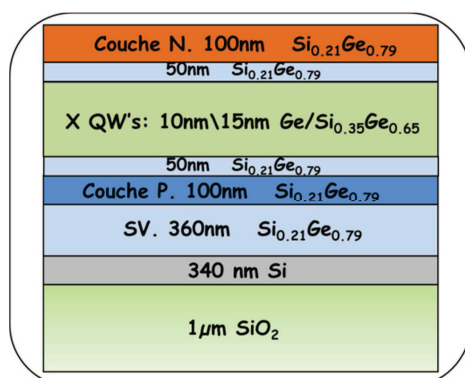


Figure 64 : L'épitaxie de la structure prise en compte pour la simulation des performances du modulateur intégré sur une plateforme SOI.

4.1. Principe des simulations

Le principe de simulation de la région active consiste à calculer la puissance optique transmise dans le premier mode fondamental TE à la sortie du guide en utilisant le logiciel FIMMPROP. La formule des pertes par propagation est donnée par :

$$I_{V,\lambda}(L) = I_0 e^{-\alpha(V,\lambda)\Gamma L} \quad (4.1)$$

Ou I_0 est l'intensité optique à l'entrée du guide, $\alpha(V, \lambda)$ représente le coefficient d'absorption qui dépend de la tension de polarisation de la diode ainsi que la longueur d'onde de travail, qui dans ce cas est de $1.31\mu\text{m}$. L est la longueur du guide d'onde, Γ est le facteur de confinement du mode optique dans une région donnée (Filling Factor), qui est défini comme étant le rapport entre la puissance optique contenue dans une région et la puissance totale :

$$\Gamma = \frac{\int_0^S P_z(s) ds}{\int_{-\infty}^{+\infty} P_z(s) ds} \quad (4.2)$$

Maximiser le facteur de confinement permet une très forte interaction entre les puits quantiques et le mode optique. La figure 65 représente le confinement du mode calculé dans la région des puits quantiques en fonction du facteur d'aspect $r = \frac{h}{H}$ avec une largeur fixe de $w = 1\mu\text{m}$. Le calcul est effectué pour les trois épaisseurs de H correspondant à (10, 15 et 20 puits), et h est constant et représente l'épaisseur du substrat homogène plus 50nm car le guide d'onde sera défini par la gravure pour la prise de contact dans la région P.

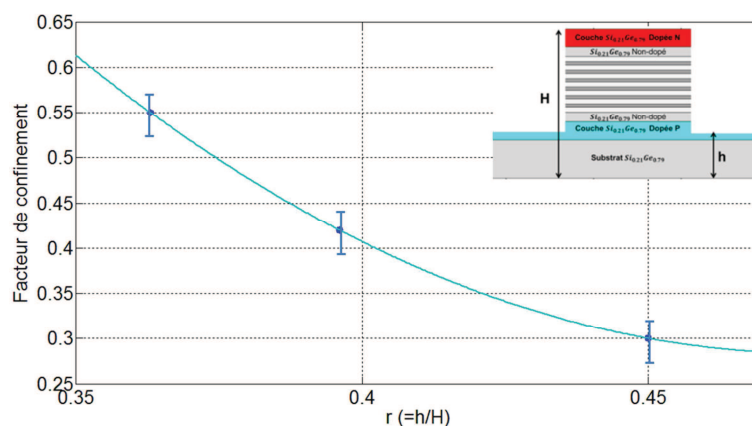


Figure 65 : Le facteur de confinement des structures à 20 ($r=0.353$), 15 ($r=0.396$), et 10 ($r=0.45$) puits quantiques en fonction du rapport d'aspect (r), la figure incrustée présente un guide d'onde SiGe en arête.

La structure où le facteur de confinement est maximal est celle de 20 puits, elle correspond au facteur d'aspect le plus faible. Au fur et à mesure que r augmente, le confinement diminue pour atteindre un facteur de 30% sur une structure à 10 puits quantiques. Même si la structure à 20 puits présente un très fort confinement, aucune décision ne pourra être prise sur l'efficacité de modulation sans l'étude des autres performances. En d'autres termes, ce que l'on verra plus loin, qu'avoir un très fort confinement n'implique pas systématiquement l'obtention d'un modulateur avec les meilleures performances.

Pour évaluer le taux d'extinction et les pertes d'insertion de chaque structure, nous avons utilisé le coefficient d'absorption de la structure à puits quantiques à partir des mesures expérimentales (Tableau 7), pour les introduire dans la simulation de la propagation optique dans le guide SiGe selon l'équation (4.1).

Les résultats de la transmission optique en sortie du guide sont reportés sur la figure 66. Il apparaît que la transmission est maximale pour une structure à 10 puits quantiques, et cela en application ou en absence d'un champ électrique extérieur. Ce phénomène peut être expliqué par le fait que le facteur de recouvrement du mode dans la région active diminue quand le nombre de puits diminue. Au fur et à mesure que la longueur du dispositif augmente, la transmission optique en sortie diminue. En appliquant un champ électrique de l'ordre de 83 kV/cm (valeur obtenue expérimentalement, en annexe A), le coefficient d'absorption des puits passe de 350 cm^{-1} (à 0 V) à 1174 cm^{-1} à la longueur d'onde de $1.31 \mu\text{m}$. Cela a pour effet

d'augmenter d'avantage les pertes dans le guide d'onde, par conséquent la transmission optique est quasiment nulle pour une longueur de guide de 150 μm .

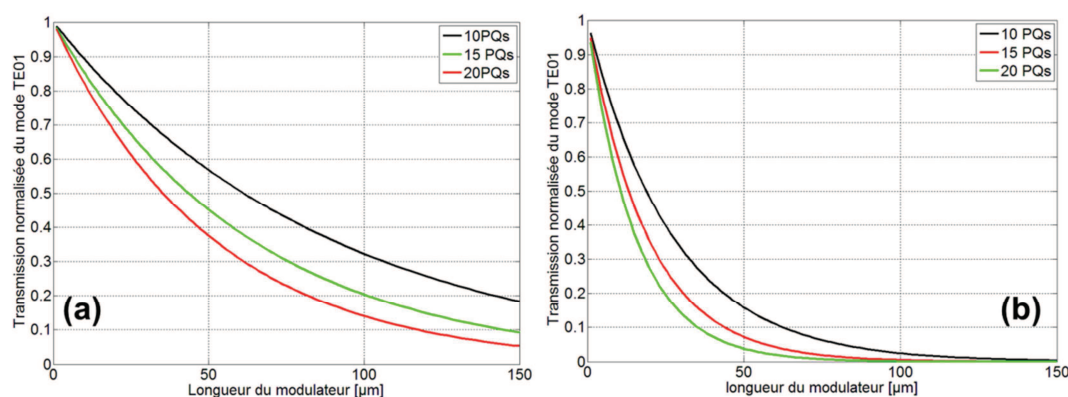


Figure 66 : Transmission normalisée dans le mode fondamental TE_{01} en fonction de sa longueur, pour (a) un champ électrique de 0 V/cm et (b) un champ électrique de 83 kV/cm

La figure 67 présente les taux d'extinctions et les pertes d'insertion pour chaque structure, calculés à partir des transmissions simulées dans le guide SiGe. L'absorption à 0V/cm et 83kV/cm représente respectivement l'état ON et l'état OFF du modulateur. Ainsi, on peut voir que les pertes d'insertions et le taux d'extinction augmentent en fonction de la longueur du dispositif, et cela pour chaque structure. De plus, à la fois les pertes et le taux d'extinction sont beaucoup plus élevés avec la structure avec à 20 puits quantiques. Cela est dû au facteur de recouvrement entre le mode optique et les puits quantiques.

Comme il a été discuté dans le chapitre 3, un taux d'extinction de 5dB et des pertes de 3dB sont souhaitables pour les communications courtes distances. Le Tableau 9, présente la longueur minimale de la région active qui satisfera le ce critère. La structure à 20 puits quantiques atteint un taux d'extinction supérieur à 5dB et des pertes inférieures à 3dB avec seulement 26 μm de long.

Longueur	Taux d'extinction >5dB et des pertes < 3 dB
L (20 Puits)	26 μm
L (15 Puits)	33 μm
L (10 Puits)	46 μm

Tableau 9 : La longueur minimale du dispositif pour laquelle le taux d'extinction est supérieur à 5dB et les pertes par propagation sont inférieures à 3dB.

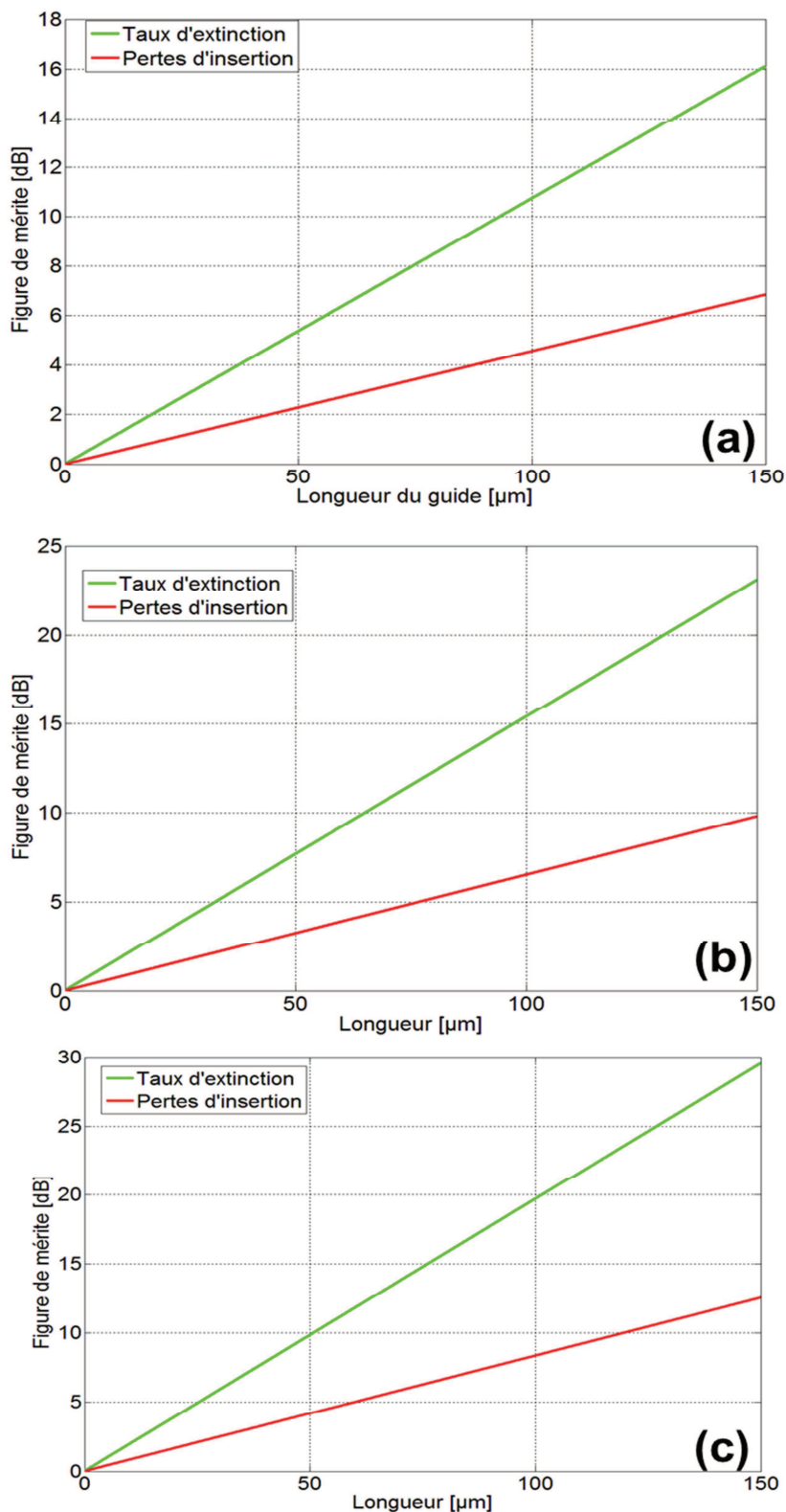


Figure 67 : Le taux d'extinction et les pertes dans (a) guide à 10 puits, (b) un guide à 15 puits et (c) un guide à 20 puits.

Pour évaluer les pertes d'insertions du dispositif complet, une étude des coupleurs en entrée et en sortie doit être réalisée pour les trois configurations. Les pertes par couplage pour chaque structure sont reportées sur la figure 68. Les dimensions du taper sont les mêmes que celles simulées dans la partie 3.3.3. On remarque que la longueur optimale qui correspond au minimum de pertes par couplage se décale vers les courtes longueurs du coupleur en diminuant le nombre de puits. Ce comportement peut être expliqué par le fait que le critère d'adiabacité pour un coupleur à 10 puits aura lieu à une longueur inférieure à celle de 20 puits, car l'accord de phase est atteint en premier lieu pour la structure avec 10 puits quantiques. Des pertes de 0.23dB et 0.77dB sont obtenues respectivement avec la structure à 10 puits et à 20 puits. La longueur optimale pour les deux structures était de 80 μ m dans le premier cas et 100 μ m dans le deuxième cas. Tenant compte de ces résultats, la structure à 20 puits va être 20 μ m plus longue que celle à 10 puits, et ses pertes d'insertions seront supérieures de 1.08dB.

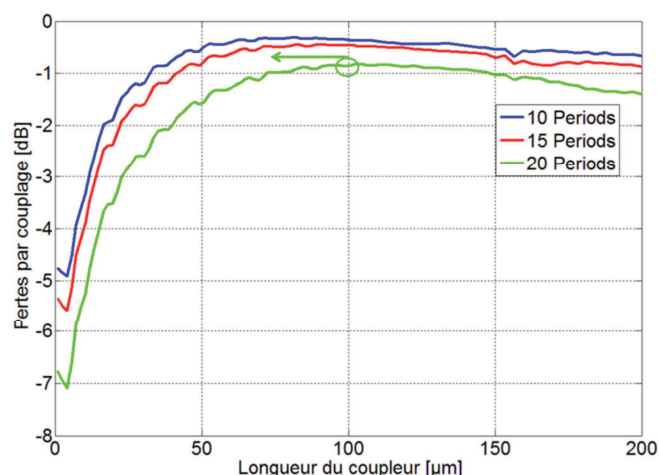


Figure 68 : Pertes d'insertion dans le coupleur pour les différents nombres de périodes.

L'énergie consommée par bit est un autre facteur de mérite qui caractérise les modulateurs optiques. Elle est définie comme étant l'énergie dissipée dans le modulateur pour transmettre une donnée informatique (0 ou 1), et est donnée par [130]:

$$\Delta E_{bit} = \frac{1}{4} C_D V_{pp}^2 \quad (4.3)$$

La tension V_{pp} est la différence de tension de polarisation entre l'état « On » et « OFF » du modulateur, et C_d est la capacité de la jonction calculée à partir de la formule d'un condensateur plan. Les plans du condensateur sont formés par les deux régions dopées, et la distance entre les deux plans est modélisée par la région intrinsèque (puits quantiques).

4.2. Résultats des simulations

Les trois tableaux ci-dessous récapitulent toutes les performances des trois dispositifs. Nous avons calculé ces paramètres en imposant des seuils pour les pertes d'insertions totales (région active + les coupleurs) de 3dB, 4dB et 5dB. Le taux d'extinction est calculé après avoir calculé la longueur maximale permettant de rester sous les seuils des pertes. Ces résultats montrent que les meilleures performances seront obtenues avec un modulateur conçu à partir d'une épitaxie à 10 puits quantiques, du point de vue pertes et longueur de dispositif, cependant cela reste relatif par rapport aux performances recherchées. On peut lire sur le tableau que pour une tolérance des pertes de l'ordre de 3dB, le dispositif va avoir un taux d'extinction de 5.4dB.

En contrepartie, l'énergie consommée par bit au niveau de ce dispositif ainsi que la longueur nécessaire seront relativement élevés. En effet, la capacité dans ce cas est plus élevée à cause de la faible épaisseur de la région intrinsèque et sa longueur. L'énergie consommée atteint un maximum de 75 fJ/bit pour des pertes d'insertions de 5dB, néanmoins elle reste inférieure à l'énergie maximale de 100 fJ/bit tolérée dans les modulateurs optiques. La tension de polarisation est un autre facteur dont il va falloir tenir compte. En effet les tensions appliquées doivent être compatibles avec les tensions de polarisation CMOS. De ce point de vue, la tension de polarisation de la structure à 10 puits semble être la plus proche des tensions CMOS. Une tension de polarisation de 2.9 V est utilisée pour obtenir un décalage suffisamment important du spectre afin d'avoir une modulation efficace.

Cette étude permet de mettre en évidence le compromis qui existe entre le taux d'extinction, les pertes d'insertions, l'énergie consommée, et la longueur du dispositif, en fonction du nombre de puits quantiques. Si on cherche à avoir un meilleur taux d'extinction et une faible perte d'insertion, cela sera toujours au détriment de la longueur du dispositif ainsi que de l'énergie consommée par bit.

Pertes Totales	3 dB	4 dB	5 dB
Pertes dans le coupleur	0.31 dB	0.31 dB	0.31 dB
Pertes par propagation	2.4 dB	3.4 dB	4.4 dB
Longueur de la région active	49 μm	69 μm	89 μm
Longueur totale du dispositif	211 μm	231 μm	251 μm
Tension de commande	2.9 V	2.9 V	2.9 V
Taux d'extinction	5.4 dB	7.7 dB	9.9 dB
Capacité (C_D)	88 fF	124 fF	158 fF
Energie consommée	42 fJ/bit	59 fJ/bit	75 fJ/bit

Tableau 10 : Performances attendues d'un dispositif fabriqué avec une épitaxie de 10 puits quantiques.

Pertes Totales	3 dB	4 dB	5 dB
Pertes dans le coupleur	0.44 dB	0.44 dB	0.44 dB
Pertes par propagation	2.12 dB	3.12 dB	4.12 dB
Longueur de la région active	31 μm	45 μm	60 μm
Longueur totale du dispositif	197 μm	211 μm	226 μm
Tension de commande	3.9 V	3.9 V	3.9 V
Taux d'extinction	4.9 dB	7.2 dB	9.5 dB
Capacité (C_D)	65 fF	95 fF	126 fF
Energie consommée	36 fJ/bit	51 fJ/bit	68 fJ/bit

Tableau 11 : Performances attendues d'un dispositif fabriqué avec une épitaxie de 15 puits quantiques.

Pertes Totales	3 dB	4 dB	5 dB
Pertes dans le coupleur	0.85 dB	0.85 dB	0.85 dB
Pertes par propagation	1.3 dB	2.3 dB	3.3 dB
Longueur de la région active	15.3 μm	27 μm	38.8 μm
Longueur totale du dispositif	217.3 μm	229 μm	240.8 μm
Tension de commande	5 V	5 V	5 V
Taux d'extinction	3 dB	5.3 dB	7.7 dB
Capacité (C_D)	32 fF	57 fF	82 fF
Energie consommée	22 fJ/bit	40 fJ/bit	57 fJ/bit

Tableau 12 : Performances attendues d'un dispositif fabriqué avec une épitaxie de 20 puits quantiques.

5. Conclusion

La démonstration de l'ESCQ sur une structure à puits quantiques épitaxiée sur un substrat $\text{Si}_{0.08}\text{Ge}_{0.92}$ de 360nm a permis d'envisager l'intégration sur une plateforme SOI. En tenant compte de cette épaisseur du substrat virtuel, des simulations ont clairement démontré la possibilité d'avoir un couplage vertical du mode optique depuis le guide en Si vers les puits quantiques. Les dimensions et les paramètres des coupleurs en entrée et en sortie ont été optimisés pour avoir un couplage efficace. Nous avons vu que deux coupleurs linéaires sont nécessaires pour atteindre les conditions de couplage optimales. Par la suite, une estimation des performances du dispositif a été réalisée. Une étude comparative entre trois structures nous a permis de mettre en évidence les différents compromis qui existent entre les divers paramètres des modulateurs optiques. Le premier compromis est celui qui lie les pertes par propagation et le taux d'extinction du modulateur. Sur la figure 69, la structure finale ainsi que les profils des modes optiques aux différents endroits du dispositif sont présentés.

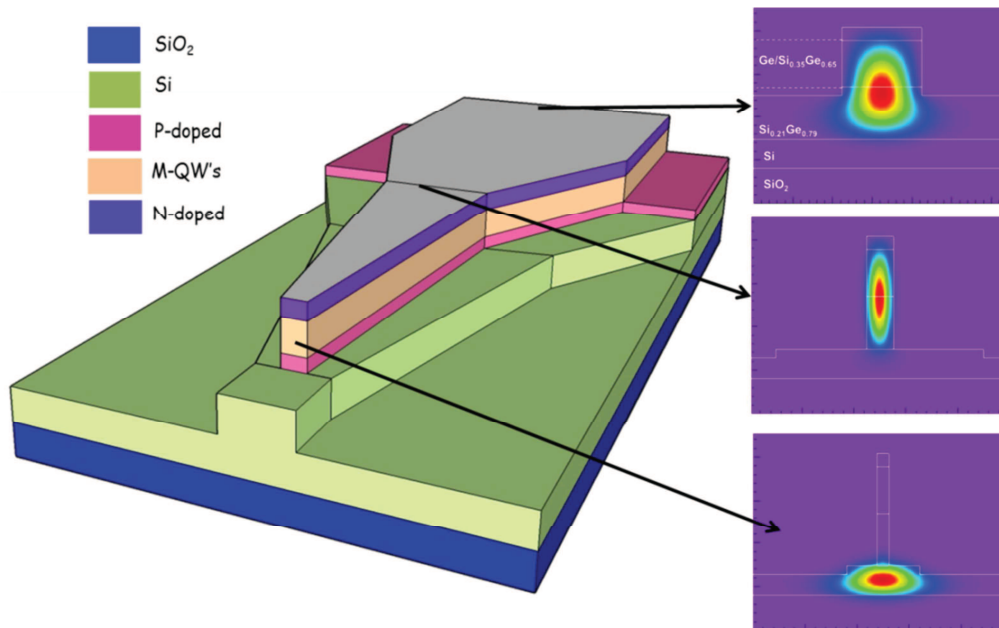


Figure 69 : Vue en 3D du dispositif avec les modes optiques aux différents endroits.

Chapitre V : Fabrication et caractérisation des composants intégrés sur SOI

Dans ce dernier chapitre, nous allons nous focaliser sur la mise en œuvre de la fabrication du modulateur conçu dans le chapitre 4. Le développement d'un procédé robuste et optimisé a été l'une des tâches importantes au cours de ma thèse. Les moyens technologiques employés dans cette partie sont différents de ceux utilisés pour la fabrication des modulateurs en configuration guide d'onde étudiés dans le chapitre 3. La complexité de la fabrication réside à la fois dans les résolutions des motifs et leurs grands facteurs d'aspect associés à la précision des alignements des six niveaux d'écriture directe nécessaires. Par conséquent un nombre important de tests a été effectué pour trouver une solution optimale qui a permis de valider chaque étape technologique. Je présente les différents procédés développés tout en détaillant l'enchaînement des étapes technologiques, et les solutions apportées.

Un substrat virtuel homogène $\text{Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ de 360nm a été épitaxié sur un wafer SOI avec la technique décrite dans le chapitre 4 (partie 1.1). Par la suite, 15 puits quantiques $\text{Ge}/\text{Si}_{0.15}\text{Ge}_{0.85}$ de 14/21nm d'épaisseur ont été déposés avec les couches dopées P et N pour former la diode PIN. La figure 70 présente une photo d'une coupe verticale de cette épitaxie avec les différentes couches et leurs épaisseurs.

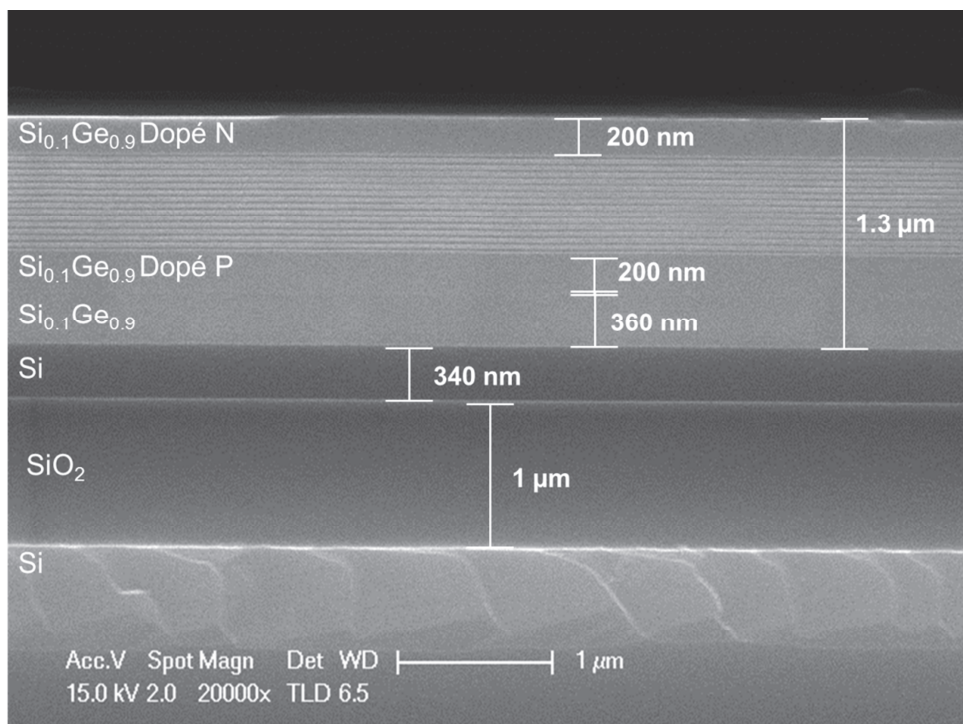


Figure 70 : Vue en coupe de l'épitaxie de réf : 9320, les couches dopées P et N ont une épaisseur de 200nm. Un substrat virtuel de 360nm de haut en $\text{Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ a été déposé sur un substrat SOI dont la couche de silicium superficiel est de 340nm

1. Fabrication du composant

La figure 71 présente un schéma de principe du modulateur intégré sur SOI. Les trois niveaux de gravure nécessaires sont illustrés sur cette figure accompagnés des dimensions critiques à respecter. Du point de vue fabrication, la reproduction de ces dimensions, avec des tolérances d'alignement de quelques dizaines de nanomètre, nécessite l'utilisation de la lithographie électronique (EBL, Electron Beam Lithography). Cependant, l'enchaînement de deux, voire trois gravures avec une différence de niveau supérieure à $1\ \mu\text{m}$ implique un choix de résines électroniques très épaisses pour bien protéger les motifs déjà réalisés sur la puce. Vu la dépendance qui existe entre l'épaisseur de la résine et sa résolution, nous avons effectué plusieurs tests pour définir un procédé optimal pour reproduire des motifs de qualité satisfaisantes.

Sur le Tableau 13 sont reportées les 6 grandes étapes nécessaires pour la réalisation du dispositif. Les défis technologiques à résoudre sont identifiés en fonction du procédé de fabrication. Dans un premier temps la zone de couplage est réalisée par la gravure de l'épitaxie SiGe, suivi d'une gravure du silicium pour définir les guides d'onde SOI. Par la suite, le guide d'onde de $1\ \mu\text{m}$ formant la région active est défini par une gravure jusqu'à la région P, gravure nécessaire pour la prise de contact future. Enfin un dépôt des couches isolantes et la prise des contacts électriques sont finalement réalisés.

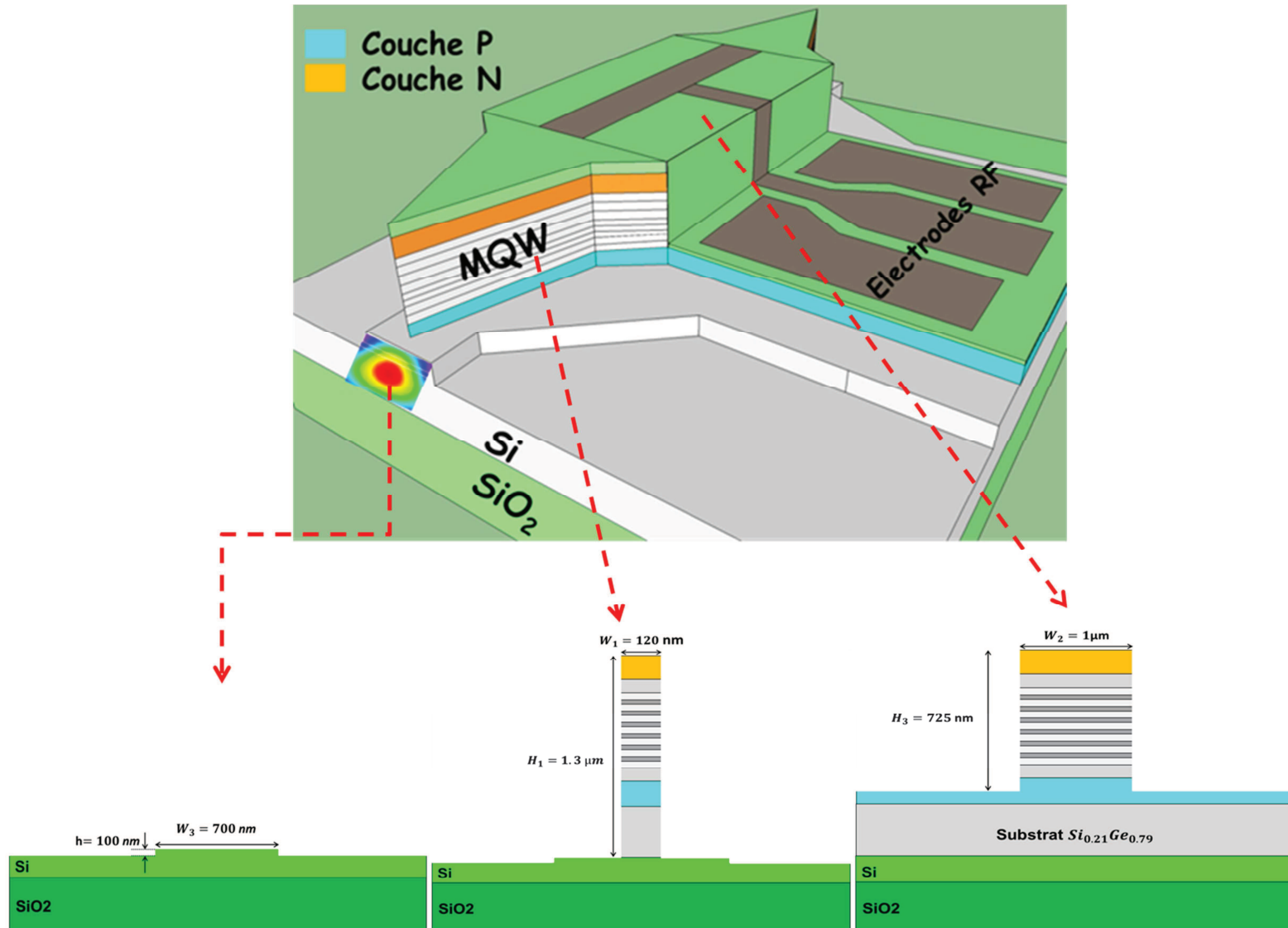
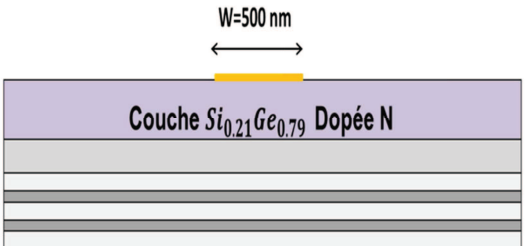
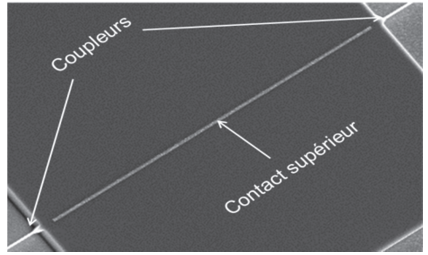
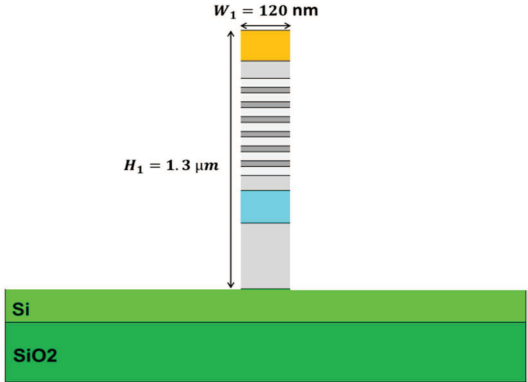
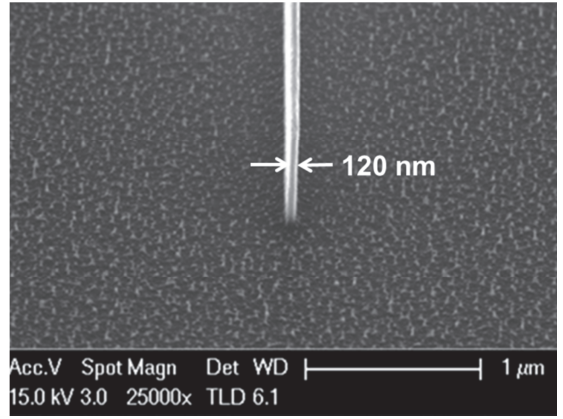


Figure 71 : Vue en coupe au niveau des différentes parties du modulateur

Zone de couplage

Conception	Problématique	Photo au MEB après le développement technologique
 <p style="text-align: center;">$W=500\text{ nm}$</p> <p style="text-align: center;">Couche $\text{Si}_{0.21}\text{Ge}_{0.79}$ Dopée N</p>	<p>Etape 1 : Marques d'alignement et définition du contact supérieur</p> <ul style="list-style-type: none"> • Qualité de la prise des contacts. • Alignement automatique du système nanobeam. 	
 <p style="text-align: center;">$w_1 = 120\text{ nm}$</p> <p style="text-align: center;">$H_1 = 1.3\text{ }\mu\text{m}$</p> <p style="text-align: center;">Si SiO₂</p>	<p>Etape 2 : Gravure SiGe et définition du taper</p> <ul style="list-style-type: none"> • Choix de la résine (épaisseur/résolution/sélectivité lors gravure ICP). • Minimiser la rugosité de la surface sur la couche d'arrêt de la gravure (isotrope/anisotrope). 	 <p style="text-align: center;">120 nm</p> <p style="text-align: right;">1 μm</p> <p style="font-size: small;">Acc.V 15.0 kV Spot 3.0 Magn 25000x Det TLD WD 6.1</p>

	<p>Etape 3 : Gravure du Si pour définir le guide</p> <ul style="list-style-type: none"> • Résine électronique très épaisse (protection du coupleur). • Tolérance d'alignement entre les deux guides. 	
--	---	--

Zone active

Conception	Problématique	Photo après le développement technologique
	<p>Etape 4 : Prise de contact inférieure et définition du guide de la région active</p> <ul style="list-style-type: none"> • Arrêt de la gravure dans la zone dopée P. • Optimisation de la verticalité et la rugosité des flancs du guide. • Tolérance d'alignement avec le coupleur 	

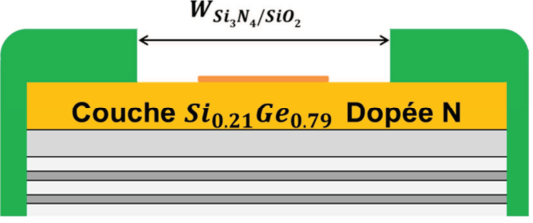
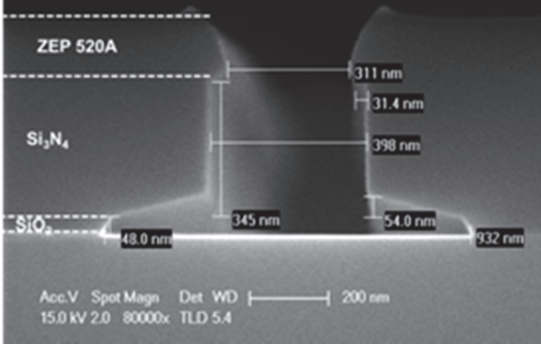
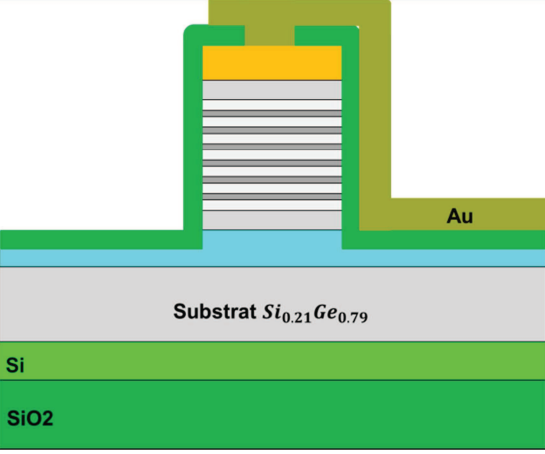
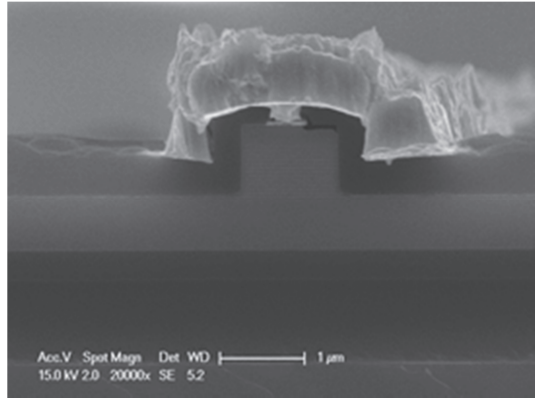
	<p>Etape 5 : Isolation électrique et ouverture des contacts</p> <ul style="list-style-type: none"> • Gravure totale de la couche isolante jusqu'au couches dopées. • Contrôle de la largeur $W_{Si_3N_4/SiO_2}$ par lithographie E_beam et par gravure ICP • Alignement de l'ouverture sur le guide de $1\ \mu\text{m}$ 	
	<p>Etape 6 : Dépôt de métal et <i>lift-off</i></p> <ul style="list-style-type: none"> • Nécessité d'une couche épaisse de métal pour assurer la continuité des pistes. • Développement d'un procédé de lithographie E_beam avec une résine électronique épaisse compatible avec le lift du métal. 	

Tableau 13 : Les étapes technologiques nécessaires pour la fabrication d'un dispositif Ge/SiGe intégré sur une plateforme SOI.

2. Moyens technologiques

2.1. Lithographie électronique

Le système Nanobeam Ltd. nb4 présent à la CTU possède une tension d'accélération de 80kV et une résolution d'environ 8nm dans la résine. Cette tension d'accélération permet de réduire fortement la rétrodiffusion des électrons dans la résine, ce qui permet de limiter les effets de proximité très pénalisants pour la suite du procédé de fabrication. La fréquence maximale est de 55 MHz, elle permet la réalisation d'un grand nombre de motifs.

Le principe d'insolation consiste à diviser la zone à insoler en champs d'écriture (MF pour Mean-Fields), eux même subdivisés en sous-champs (SF pour Sub-Fields). Après avoir positionné le faisceau dans un MF, la platine porte-échantillon est fixe et le faisceau est défléchi pour insoler à l'intérieur d'un SF par l'intermédiaire d'une bobine. La précision du déplacement de la platine entre deux champs principaux est inférieure à 30nm (stitch field). Afin de limiter le nombre d'erreurs de ces raccords de champs (stitching errors), une optimisation est réalisée sur le dessin (GDS) pour centrer les différents motifs dans une zone d'écriture pour laquelle le MF vaut $300 \times 300 \mu\text{m}^2$. Les motifs de petites dimensions sont centrés dans un SF de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ (figure 72).

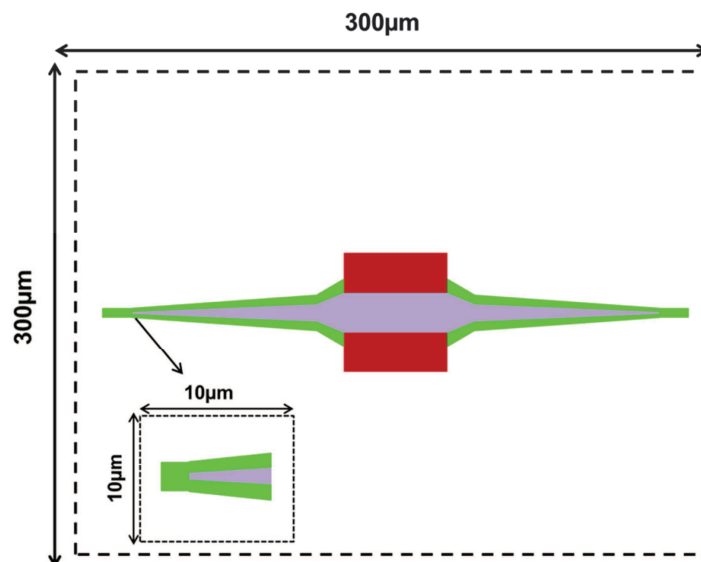


Figure 72 : Dessin d'un dispositif centré dans un champ principal de $300 \times 300 \mu\text{m}^2$. Les motifs de petites dimensions doivent être centrés dans un sous-champ de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$.

Pour réaliser l'alignement des différents niveaux, des marques d'alignement ont été préalablement définies par lithographie électronique. Un dépôt de 5nm Ti/50nm Au a été effectué pour optimiser les courbes de contraste lors de la détection de ces marques. Ainsi, des précisions inférieures à 30nm peuvent être obtenues, par la réalisation des auto-focus et des corrections de l'astigmatisme. Le plan focal obtenu à partir des auto-focus réalisés sur 4 croix d'alignement permet au faisceau de se focaliser en tout point de l'échantillon durant l'ensemble de l'écriture. Il est à noter que plusieurs marques peuvent être utilisées afin d'améliorer la précision d'alignement (marques globales/locales). La calibration automatisée du système de lithographie optimale travaille avec un faisceau d'environ 4nm de diamètre pour un courant de 2nA. L'ensemble des étapes ont été réalisées en utilisant ce courant.

La résine est un autre paramètre important dans ce procédé de fabrication. Le choix est fixé sur la résine positive ZEP 520A commercialisée par Zeon Chemical Corporation. Elle présente une haute résolution et une très bonne sélectivité en gravure, contrairement aux résines traditionnelles comme le PMMA. Tous les guides réalisés sur la puce ont été obtenus par inversion de masque. Un détournage de 9 μ m de part et d'autres du guide en SiGe, et 3 μ m pour les guides passifs SOI a été réalisé. Il permet une bonne isolation du mode optique qui se propage dans les guides en silicium et SiGe de l'échantillon.

2.2. Gravure ICP

Les deux paramètres importants dont il va falloir tenir en compte lors de la gravure sont le facteur d'aspect ainsi que la qualité des flancs de gravure. Par conséquent, le transfert des motifs dans le substrat SiGe doit se faire avec une gravure anisotrope. Cette gravure doit être directionnelle et perpendiculaire au plan du substrat pour former des flancs droits. Pour ces raisons, une gravure ICP (*Inductively Coupling Plasma ion etching*) a été choisi pour effectuer cette étape critique de ce procédé. Elle donne aussi la possibilité de contrôler indépendamment le flux du plasma et l'énergie des ions.

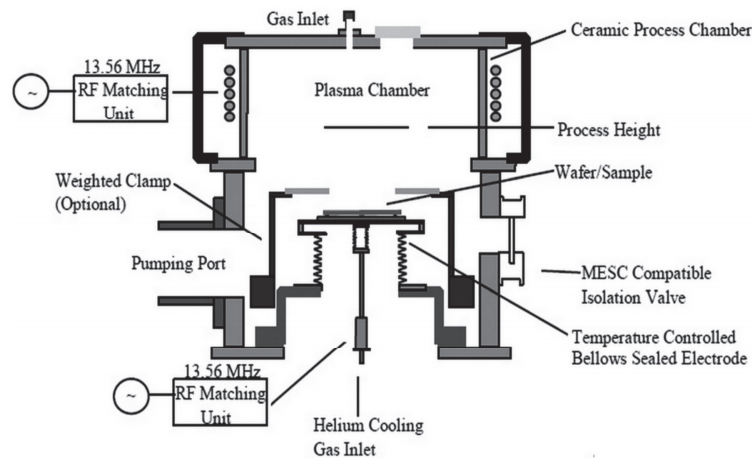


Figure 73 : Schéma de principe de la machine de gravure ICP-STC [131]

Le principe de la « ICP-STC » utilisée pour cette gravure est basé sur la génération d'un plasma au niveau des bobines alimentées en RF. Les gaz constituant ce plasma sont principalement le C_4F_8 et le SF_6 . Après sa génération, le plasma est accéléré par l'intermédiaire de bobines secondaires vers la surface de l'échantillon, le SF_6 agit comme un agent de gravure par bombardement physique de la surface, tandis que le C_4F_8 se transforme en un polymère qui se dépose sur les flancs afin de les protéger (agent de passivation), et renforcer ainsi la directivité de la gravure (figure 73).

La figure 74 illustre qu'un choix judicieux des paramètres permet d'obtenir des flancs verticaux très propres. L'arrêt sur l'interface SiGe/Si est effectué par le contrôle du temps de gravure.

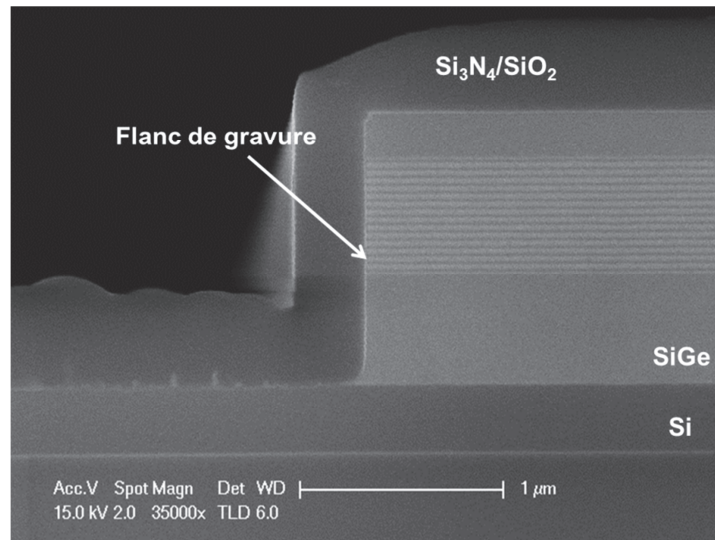


Figure 74 : Profil de la gravure ICP-STC obtenu après optimisation du procédé

3. Optimisation des procédés

Dans cette partie nous décrivons certaines des méthodes d'optimisations développées pour converger vers un procédé optimal. Plusieurs tests ont été effectués, que ce soit au niveau de la lithographie électronique pour définir les différentes doses d'insolations, de la gravure ICP et humide, ou du dépôt des couches d'isolation et de métal.

3.1. Définition du coupleur

La réalisation du coupleur SiGe repose essentiellement sur deux critères : le rapport d'aspect élevé (d'environ 10) qui existe entre sa largeur et sa hauteur, et la qualité de la gravure.

De nombreux tests ont été effectués pour sélectionner l'épaisseur optimale de la résine à retenir pour cette étape. La ZEP A 520 a été diluée dans de l'isopropanol, puis déposée par *spin coating* avec différentes vitesses pour obtenir des épaisseurs différentes. Un recuit de 3 min à une température de 170 °C est pratiqué pour durcir et assurer la planéité de la couche déposée. La révélation des motifs est obtenue par un développement dans une solution (ZED-N50) pendant 40s, puis dans l'IPA pendant 1 min pour arrêter le développement. Afin d'améliorer le contraste de la résine, le développement est effectué sous une température de -4°C. La reproductibilité du motif est très sensible à l'épaisseur de la résine utilisée. En effet, avec une épaisseur supérieure à 200nm, la résine se renverse et n'adhère plus sur le substrat à cause du facteur d'aspect élevé entre l'épaisseur et la petite largeur du motif. Sur figure 75, deux exemples avec deux épaisseurs

différentes de résines sont reportés, le coupleur est reproduit correctement avec une épaisseur de 200nm. Une forte dépendance a été constatée entre les doses d'insolation et le substrat utilisé, qui a également nécessité plusieurs calibrations.

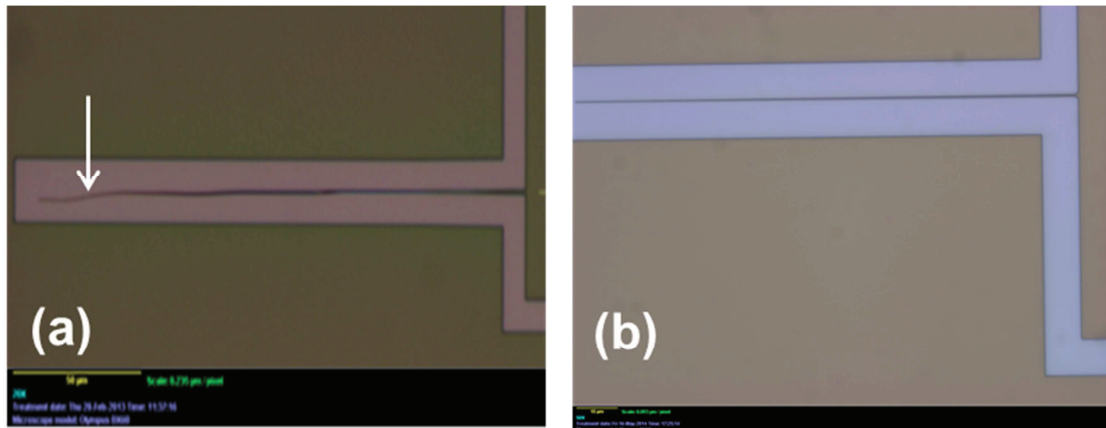


Figure 75 : photo du motif (coupleur) après la lithographie électronique avec (a) une résine d'épaisseur de 250nm, la flèche blanche indique l'endroit où la résine est décrochée. (b) avec une résine d'épaisseur de 200nm, le coupleur est bien défini

Comme il a été mentionné précédemment, le transfert du motif sur un substrat SiGe nécessite une forte anisotropie de gravure. Le paramètre prépondérant qui fixe cette anisotropie est principalement la concentration des gaz utilisés lors de cette gravure. Après plusieurs tests, le procédé de gravure a été optimisé et les différentes concentrations des gaz ont été définies. Typiquement une pression de 200 sccm pour le SF₆ et 225 sccm pour le C₄F₈ ont été retenues sous une pression de 5mT. Des flancs verticaux avec une faible rugosité ont été obtenus avec ce procédé, et la sélectivité de la résine a été vérifiée.

Le coupleur après gravure de l'empilement Ge/SiGe est reporté sur la figure 76. La photo au microscope optique en champ sombre permet de vérifier qu'aucune erreur d'accord de champ ou d'effet de proximité ne sont transférées dans le substrat. Par ailleurs, toutes les dimensions du coupleur ont été reproduites correctement, particulièrement la largeur de 120nm.

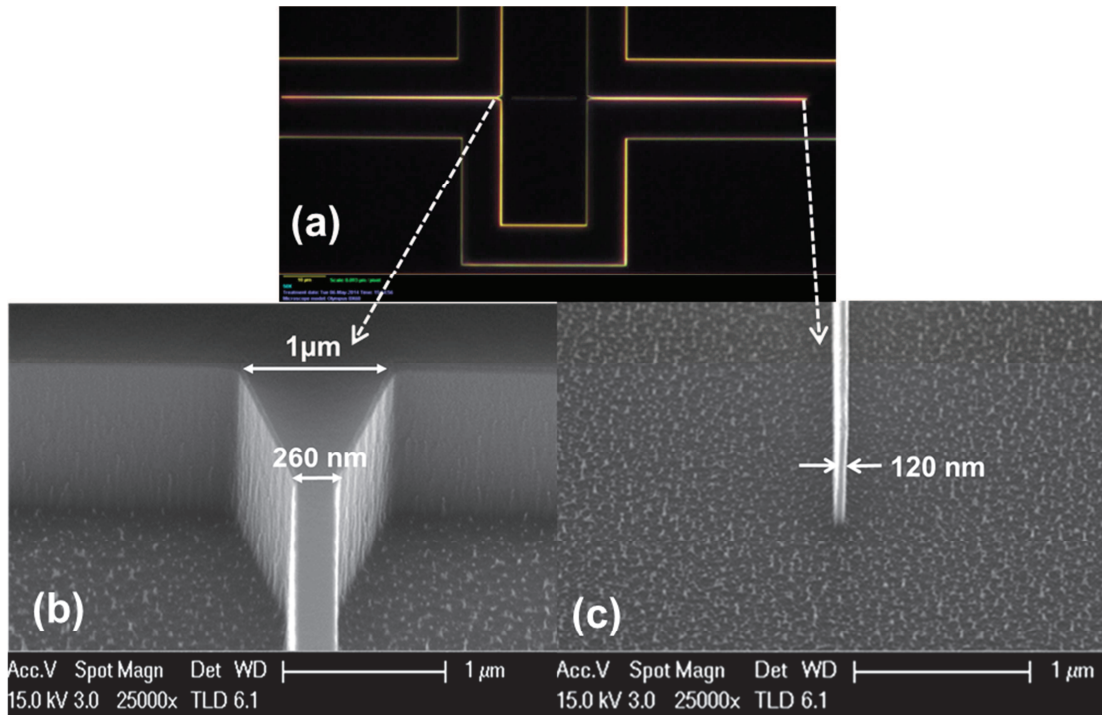


Figure 76 : (a) : photographie en champ sombre du dispositif après la gravure ICP. (b) : Vue de la fin du coupleur 1 d'entrée du composant, (c) entrée du le coupleur (1).

L'état de surface de la couche d'arrêt de la gravure est un paramètre important pour la suite de ce procédé. En effet, l'arrêt sur la couche de Si doit être réalisé avec précision avec un minimum de rugosité, pour pouvoir définir, par la suite, les guides optiques en SOI à faibles pertes. Les observations faites au microscope électronique ont révélé un état de surface rugueux, de l'ordre de 150nm (figure 77-a). La solution apportée pour remédier à ce problème et réduire au maximum cette rugosité était de faire une gravure humide dans un bain de peroxyde d'hydrogène (H_2O_2). Cette solution grave le germanium d'une manière efficace sans avoir une réaction avec la couche en Si. Le résultat de la gravure chimique après 1min est reporté sur la figure 77-b. L'état de la surface a été amélioré d'une manière considérable en réduisant fortement la rugosité.

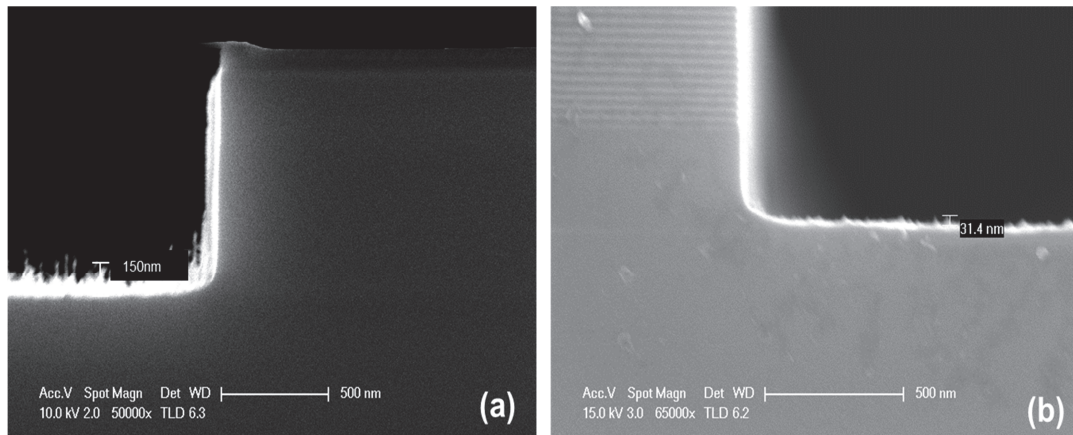


Figure 77 : Image au microscope électronique de (a) : l'état de la surface après la gravure sèche ICP, (b) : l'état de la surface en rajoutant une gravure humide avec le H_2O_2

3.2. Dépôt des couches d'isolation et prise des contacts

Après avoir effectué la seconde gravure jusqu'à la couche P pour prendre les contacts de fond, désormais l'étape d'encapsulation avec une couche isolante est possible. La maîtrise des dimensions des ouvertures ainsi que l'alignement sur le contact supérieur (couche N) représente le défi technologique de cette étape. En effet, pour éviter tout court-circuit lors du dépôt de métal, il est primordial d'avoir une ouverture inférieure à la largeur de la région active ($1\mu\text{m}$).

A l'issue de l'étape de nettoyage des résines accumulées pendant les 3 étapes précédentes, il sera possible de déposer les couches d'isolation des contacts électriques de fond (P) et supérieur (N). Pour cela, un dépôt de 50nm de SiO_2 suivi de 400nm de Si_3N_4 avec la PECVD a été réalisé. Dans le but de ne pas endommager le substrat où se déposera le métal, deux gravures (sèche et humide) sont utilisées pour graver respectivement le Si_3N_4 et la couche SiO_2 .

Les premiers tests de gravure ont été effectués par le gaz CF_4 par gravure ionique réactive (STS-RIE), mais cette technique a été abandonnée à cause de la qualité des ouvertures obtenues. En effet, cette gravure présente une forte isotropie, par conséquent il était difficile de contrôler la dimension de l'ouverture réalisée sur la couche Si_3N_4 . Comme il est montré sur la figure 78-a, une ouverture de 500nm sur le masque électronique se transforme en une ouverture de $1.15\mu\text{m}$. L'utilisation de la machine ICP-SPTS permet d'avoir des gravures beaucoup plus directionnelles et anisotropes, ce qui offre la possibilité de contrôler les dimensions des ouvertures et d'obtenir

des flancs de gravure droits. On peut voir sur la figure 78-b une ouverture typique réalisée par la machine ICP-SPTS.

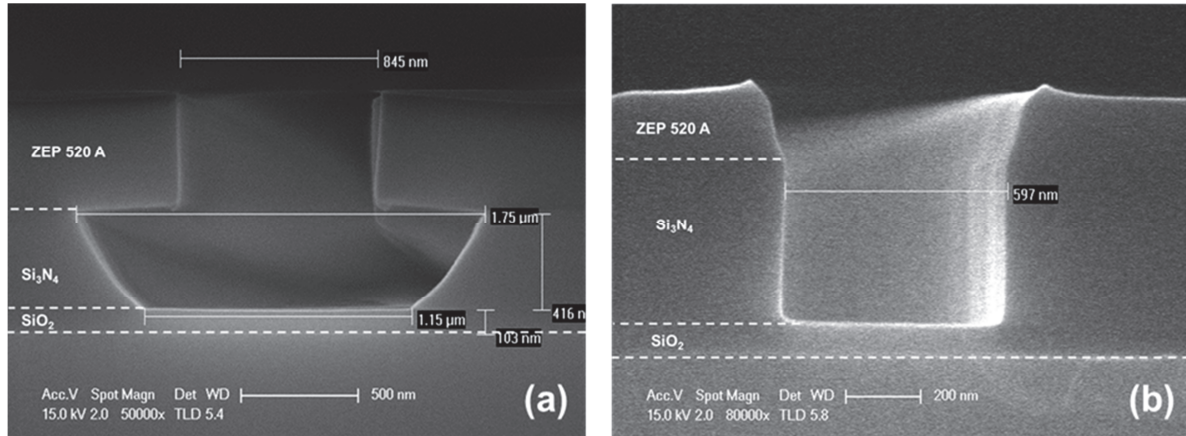


Figure 78: Image au MEB de la gravure du Nitrure avec (a) : la RIE-STE, (b) : la ICP-SPTS avec un temps d'exposition de 70s.

Pour graver les 50nm de silice restant, une gravure humide est réalisée. L'échantillon est trempé dans une solution d'acide fluorhydrique tamponné (*BHF*, Buffered Hydrofluoric Acid) pendant 45s. La figure 79 présente une ouverture finale obtenue avec le procédé décrit précédemment. Nous pouvons remarquer qu'une ouverture de 100nm dessinée sur le masque se transforme en une ouverture de 250nm dans Si₃N₄ et 400nm dans le SiO₂, cependant ces dimensions restent bien inférieures à la largeur critique de 1μm.

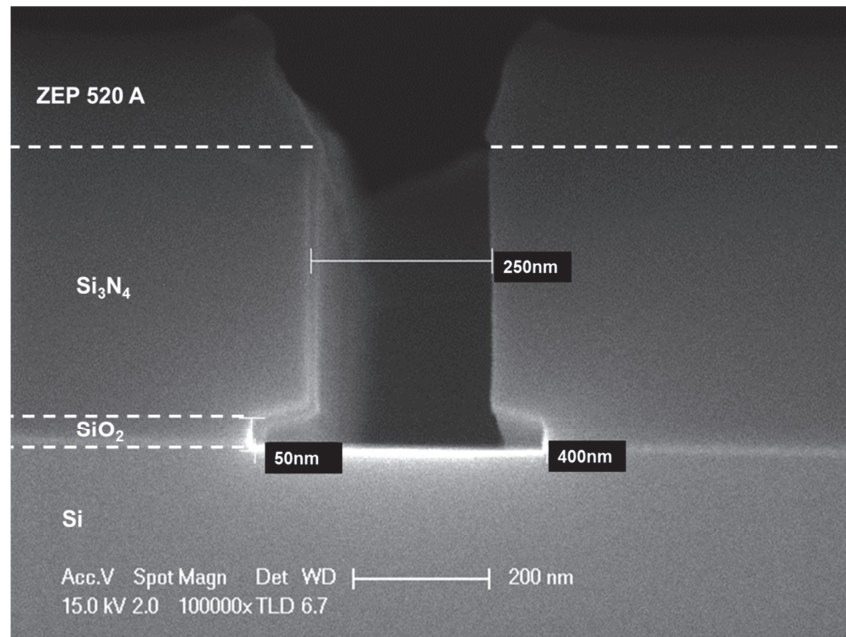


Figure 79 : Photo de l'ouverture réelle obtenue après les différentes étapes d'insolation et de gravures

La dernière étape de ce procédé qui consiste à prendre les contacts supérieurs peut débuter. Dans la première étape de cette fabrication, une prédéfinition des contacts supérieurs (couche N) a été réalisée au même temps que la définition des marques d'alignement. Ce choix est justifié par la nécessité d'avoir une interface propre avec un minimum de pollution entre le métal et la couche SiGe, c'est pourquoi nous avons préféré déposer une fine couche de métal et donc définir ce contact durant la première lithographie. Il reste donc à reprendre ce contact pour réaliser l'électrode correspondante.

A cause des différentes hauteurs de gravures réalisées sur l'échantillon, le métal à déposer doit être épais pour assurer la continuité des pistes. Particulièrement, l'ouverture transférée dans la couche d'isolation électrique impose l'épaisseur minimale que doit avoir ce métal. La figure 80 illustre la discontinuité du métal pour une couche de 200nm d'or. Par conséquent, une épaisseur supérieure à 450nm doit être évaporée pour remplir l'ouverture et assurer la continuité entre les deux niveaux. Pour avoir une marge suffisante nous avons choisi de travailler avec une épaisseur de métal de 600nm.

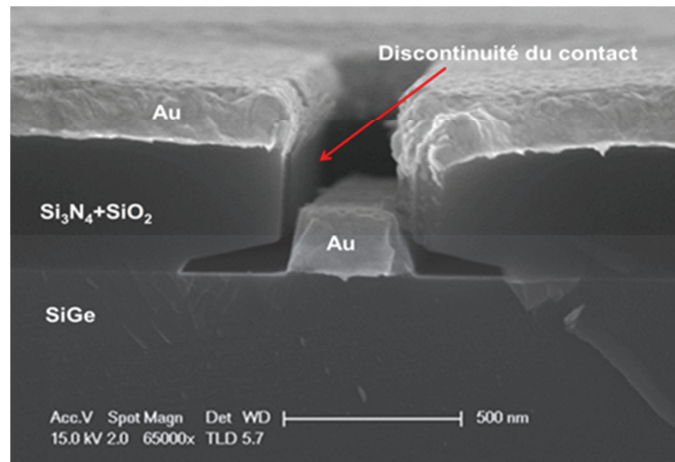


Figure 80 : Dépôt de 200 nm d'Or dans la fente $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$: discontinuité car l'épaisseur de métal est trop faible.

Pour adapter le procédé du lift-off avec une épaisseur de métal de 600nm à la lithographie électronique. Des caractéristiques spécifiques doivent être satisfaites par la résine choisie, comme son épaisseur et le profil de ses flancs « *en casquette* » (undercut profile).

Grace à la tension d'accélération de 80 kV du système Nanobeam Ltd. nb4, il a été possible d'insoler la résine SML1000 d'une épaisseur de $2\mu\text{m}$. Le profil de la résine après un dépôt de 600nm de métal est reporté sur la figure 81. Nous pouvons voir l'inclinaison des flancs à l'intérieur et la discontinuité du métal ce qui permettra un lift off aisé.

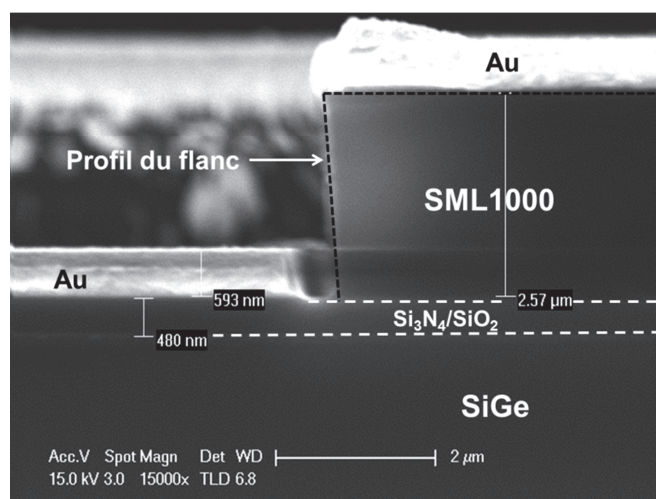


Figure 81 : Image au MEB d'une facette clivée avant le lift-off.

La figure 82 montre le dispositif final obtenu à la fin de ce procédé. Nous pouvons distinguer les différentes parties qui constituent le modulateur, avec les contacts électriques, la zone active formée par un guide de 1 μm , et le coupleur en sortie.

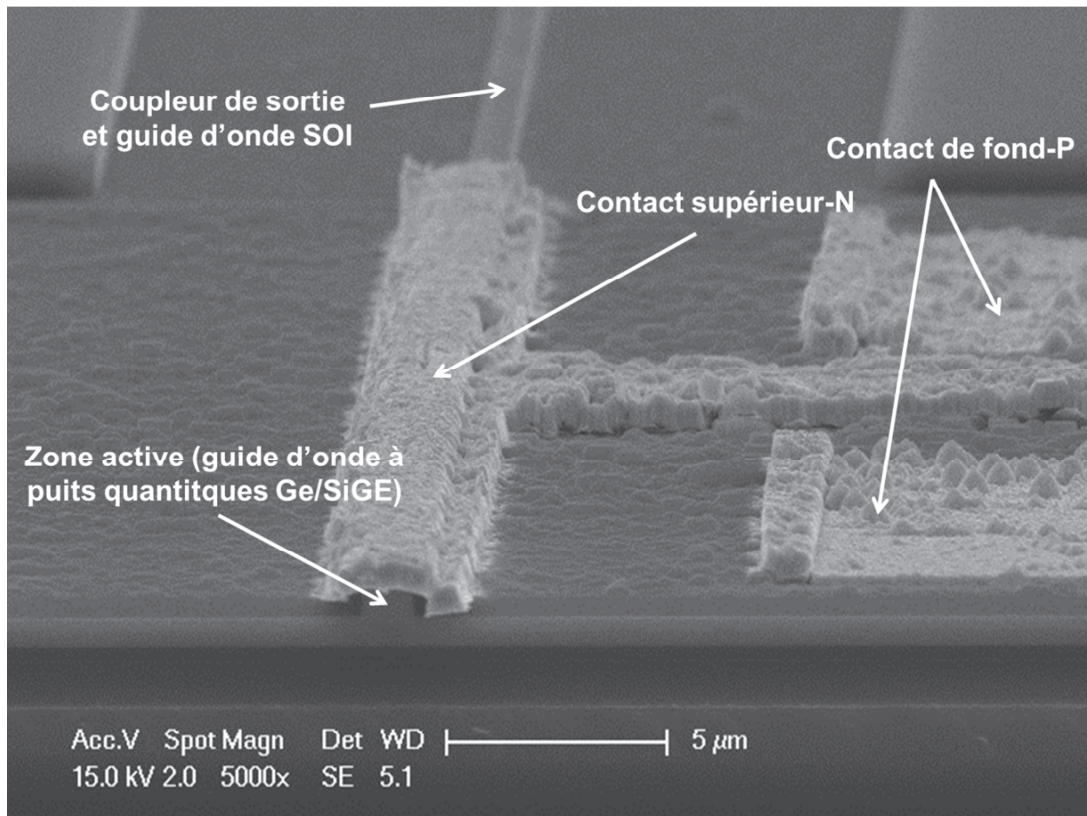


Figure 82 : Dispositif final (facette clivée au début de la région active)

4. Résultats expérimentaux

Une première génération de composants intégrés dans des guides SOI a pu être testée au moment de la rédaction de ce manuscrit. Les résultats préliminaires sont décrits ci-dessous. Le banc de caractérisation utilisé est celui décrit au chapitre 3.

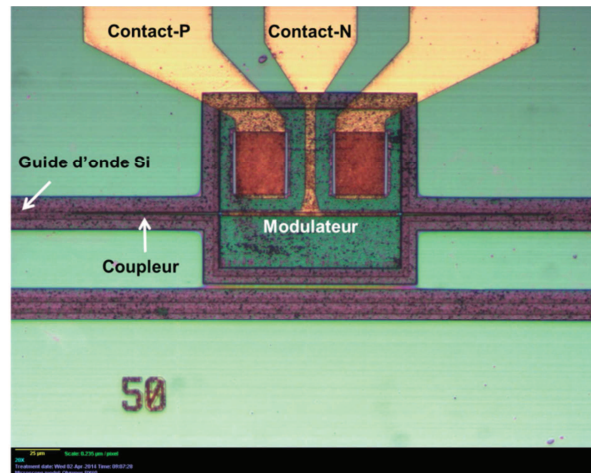


Figure 83 : Image au microscope optique du dispositif final

4.1. Guides d'onde

Des guides d'onde SOI de 5 millimètres de long, totalement passifs ont été fabriqués. L'absorption est calculée à partir de la puissance mesurée en sortie des guides, et est reportée sur la figure 84. De fortes pertes optiques sont constatées sur tout le spectre mesuré. Une variation des pertes en fonction de la longueur d'onde est également observée sur le spectre d'absorption, ce qui n'est pas une caractéristique des guides d'onde Si.

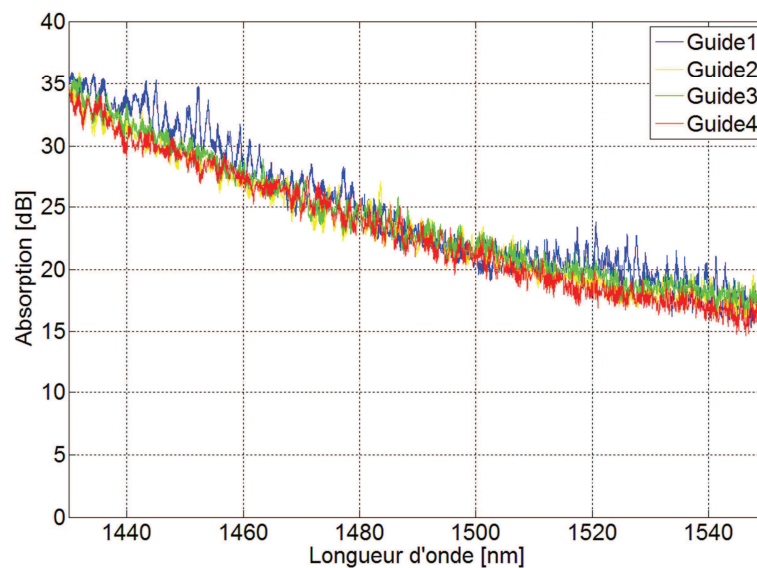


Figure 84 : L'absorption mesurée sur des guides d'onde en arête SOI de longueur 5 millimètres.

Deux hypothèses peuvent être avancées pour comprendre l'origine de ces fortes pertes.

- Les structures sont fabriquées à partir d'un substrat SOI sur lequel le buffer SiGe puis l'hétérostructure à puits quantiques Ge/SiGe sont épitaxiés pleine plaque. Les guides d'onde sont obtenus par gravure de cette hétérostructure et du buffer SiGe jusqu'au silicium superficiel du substrat SOI, puis par une gravure de l'arête du guide. Les pertes importantes constatées et leur dépendance avec la longueur d'onde peuvent être expliquées si la gravure de l'hétérostructure et du buffer ne s'est pas arrêtée précisément à l'interface SiGe/Si, mais qu'il reste une couche de buffer SiGe sur l'ensemble des guides.
- Une seconde hypothèse concerne la diffusion du SiGe formant le buffer dans le Si du guide lors des étapes de recuit utilisé pour réduire le taux de dislocations, la température maximale atteinte étant 800 °C.

L'observation des guides d'onde Si au microscope électronique (figure 85) a révélé l'existence d'une couche résiduelle SiGe d'une dizaine de nanomètre. Cela explique l'origine de ces pertes ainsi que la variation de l'absorption en fonction de la longueur d'onde.

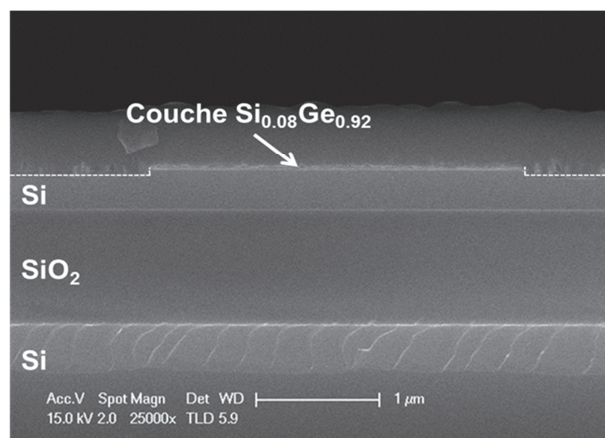


Figure 85 : Facette clivée d'un guide d'onde Si

4.2. Composants actifs à base de puits quantiques Ge/SiGe intégrés avec les guides d'ondes SOI

Malgré les fortes pertes optiques constatées, il a été possible d'obtenir des premiers résultats très prometteurs sur les composants actifs intégrés avec les guides d'ondes SOI. Les performances d'un composant de 80µm de long sont reportées ci-dessous (figure 86). Les taux d'extinction mesurés sont reportés sur la figure 86. Un taux d'extinction de 2dB est obtenu pour

une tension de commande variant entre 0 et 3V. Lorsque la tension de commande varie entre 0 et 4V, le taux d'extinction varie entre 2.5 et 3dB, sur une largeur spectrale de 10nm.

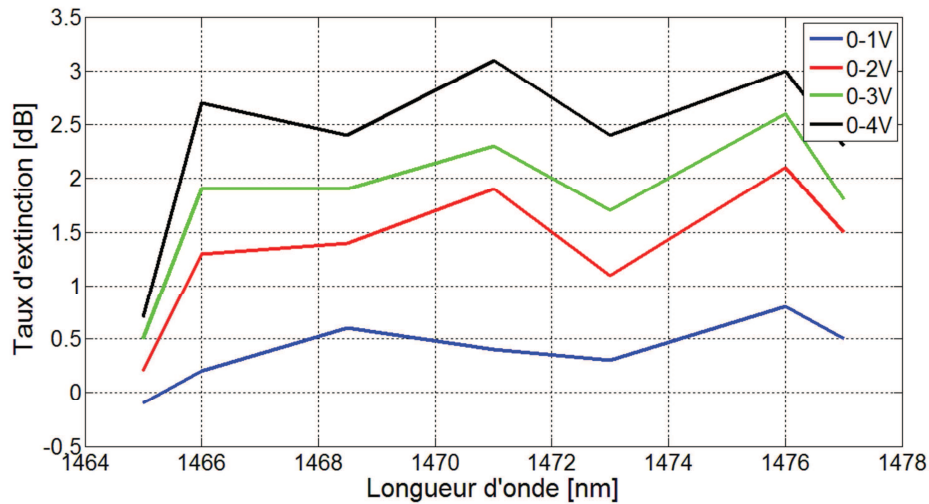


Figure 86 : Taux d'extinction mesuré sur un modulateur Ge/SiGe de longueur 80 μ m, intégré sur un guide d'onde SOI, pour une tension de commande variant entre 0 et 1V, 0 et 2V, 0 et 3V et 0 et 4V.

Ce résultat constitue la première démonstration expérimentale de l'intégration de structures à puits quantiques Ge/SiGe sur un guide d'onde SOI. En comparaison avec les modulateurs en silicium classiquement utilisés en photonique silicium, la longueur du composant est réduite de plus d'un ordre de grandeur. La puissance consommée par le modulateur sera donc réduite d'autant. Les perspectives d'amélioration des performances de ce composant sont diverses, principalement la maîtrise de la première gravure des couches SiGe.

Les propriétés de photodétection de ce composant ont également été caractérisées. Les photocourants mesurés en fonction de la longueur d'onde sont reportés sur la figure 87.

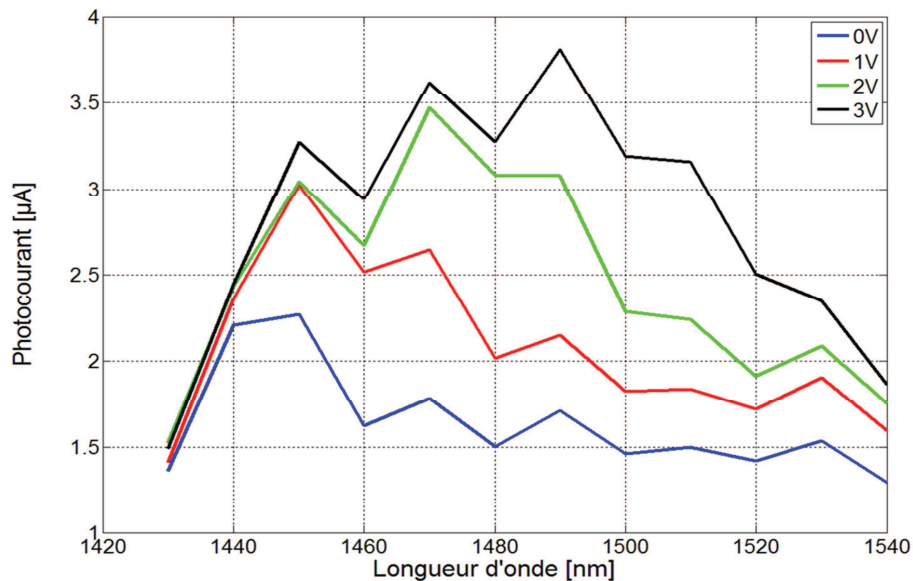


Figure 87: Photocourants relevés sur les composants Ge/SiGe intégrés dans des guides d'onde SOI, pour une tension appliquée de 0V, 1V, 2V et 3V.

Le composant présente des spectres de photocourant tout à fait compatibles avec l'effet d'électro-absorption dans la structure, à savoir un décalage vers les hautes longueurs d'onde lorsque la tension appliquée augmente. La présence d'un fort photocourant aux longueurs d'onde pour lesquelles l'effet de modulation a été obtenu confirme la possibilité d'utiliser la même région active et les mêmes dispositifs en tant que modulateur et photodétecteur. Cette propriété des structures à électro-absorption est un atout majeur pour la réalisation de circuits complexes nécessitant l'intégration de différents composants.

5. Conclusion

Le long de ce chapitre, nous avons décrit les étapes et les choix technologiques effectués pour fabriquer un modulateur intégré sur des guides d'ondes passifs SOI. Les facteurs d'aspects et les dimensions des motifs à réaliser ont introduit un nombre importants de défis technologiques que ce soit au niveau de la lithographie électronique, ou bien les gravures. Plusieurs tests et solutions ont été proposés pour converger vers un procédé de fabrication optimal avec lequel un dispositif de qualité satisfaisante. Les résultats des premières caractérisations obtenus avec la première génération de ces dispositifs sont prometteurs. La démonstration d'une modulation et

d'une photodétection mettent en évidence la possibilité de réaliser un lien optique complet avec l'utilisation de la même région active.

Annexe

Annexe A

Méthodes de Calculs

1. Calcul du photocourant à partir de la fraction de lumière absorbée pas puits :

Comme on l'a déjà souligné dans le chapitre 3, quand la longueur d'onde est inférieure à la surface absorbante, le coefficient d'absorption n'a plus de signification physique. Dans cette partie, on va démontrer la relation qui existe entre le photocourant généré au niveau des puits en fonction de la fraction de lumière absorbée par puits γ_{well} .

Si on considère une onde optique incidente perpendiculaire au plan des puits ϕ_0 , alors la puissance transmise à travers le puits est donnée par (Voir figure 88) :

$$T = (1 - \gamma_{well})\phi_0 \quad 1.1$$

Si on a un nombre N de puits quantique dans la structure absorbante, alors la transmission totale est donnée par :

$$T_N = (1 - \gamma_{well})^N \phi_0 \quad 1.2$$

Ce qui nous ramène à écrire que la variation de la puissance $\Delta\phi$ est :

$$\Delta\phi = \phi_0(1 - (1 - \gamma_{well})^N) \quad 1.3$$

Comme $\gamma_{well} \ll 1$, un développement limité au voisinage de 0 de la fonction va nous donner :

$$\Delta\phi = \phi_0 N \gamma_{well} \quad 1.4$$

Considérons maintenant qu'on a un rendement quantique de 100%, c'est-à-dire que chaque photon absorbé va générer une paire électron-trou au niveau du puits N_{e^-} , alors on écrira :

$$N_{e^-} = \frac{\Delta\phi}{h\nu} \quad 1.5$$

D'où :

$$I_{ph} = e \frac{\Delta\phi}{h\nu} = \frac{e\phi_0 N \gamma_{well}(\lambda) \lambda}{hc} \quad 1.6$$

Avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, e la charge de l'électron.

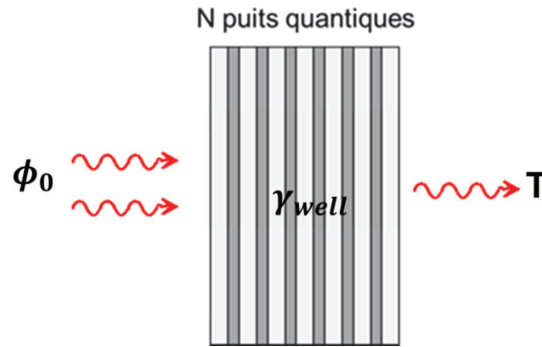


Figure 88 : Schéma de principe pour le calcul de la fraction de lumière absorbée par puits quantique

2. Calcul du coefficient d'absorption effectif :

Afin d'évaluer les facteurs de mérite du modulateur intégré sur SOI, un coefficient d'absorption doit être défini afin de pouvoir calculer les pertes introduites dans le dispositif. Pour cela, on tient compte de l'absorption des porteurs libres dans les couches dopées P et N ainsi que l'absorption dans les puits quantiques.

Pour modéliser la variation du coefficient d'absorption dans les couches dopées P et N, nous avons utilisé le modèle de Drude-Lorenz est utilisé. L'équation qui relie l'absorption à la concentration des porteurs dans les couches est :

$$\Delta\alpha = \frac{e^3 \lambda_0^2}{4\pi^2 c^3 \varepsilon_0 n} \left(\frac{N_e}{\mu_e (m_{ce}^*)^2} + \frac{N_h}{\mu_h (m_{ch}^*)^2} \right)$$

e est la charge de l'électron, c est la célérité de la lumière, μ_e et μ_h sont les mobilités des électrons et des trous, N_e et N_h représentent la concentration des porteurs dans les deux couches P et N qui ne sont rien d'autre que le dopage. m_{ce}^* et m_{ch}^* représentent la masse effective des électrons et des trous dans l'alliage SiGe. ε_0 est la permittivité du milieu et λ_0 est la longueur d'onde dans le vide.

Il est à noter que pour certains paramètres, une interpolation linéaire entre le Ge et le Si a été faite pour trouver les paramètres correspondants à un alliage $\text{Si}_{0.21}\text{Ge}_{0.79}$ et $\text{Si}_{0.10}\text{Ge}_{0.90}$.

Pour calculer le coefficient d'absorption dans les puits quantiques, nous avons utilisé le modèle développé ci-dessous.

Dans le cas où l'onde électromagnétique se propage perpendiculairement au plan des couches, un coefficient d'absorption effectif peut être déduit à partir de la fraction de lumière absorbée par puits. D'après Lever et al., les puits quantiques définiront un milieu effectif où α donne le coefficient d'absorption pour une onde polarisée TE et qui se propage parallèlement au plans des puits [109]. Le rapport entre la transmission à travers les puits et la puissance incidente s'écrit :

$$\frac{T}{\phi_0} = e^{-\alpha L}$$

Où L est la période d'un puits quantique. A partir de cette équation, nous pouvons écrire que :

$$\gamma_{well} = 1 - e^{-\alpha L}$$

D'où on aura :

$$\alpha = -\frac{1}{L} \ln(1 - \gamma_{well})$$

Le coefficient d'absorption effectif calculé sur un spectre qui va de 1245nm jusqu'à 1350nm est reporté sur la figure 89. Les données utilisées viennent de la mesure effectuée sur l'échantillon de réf : 8636.

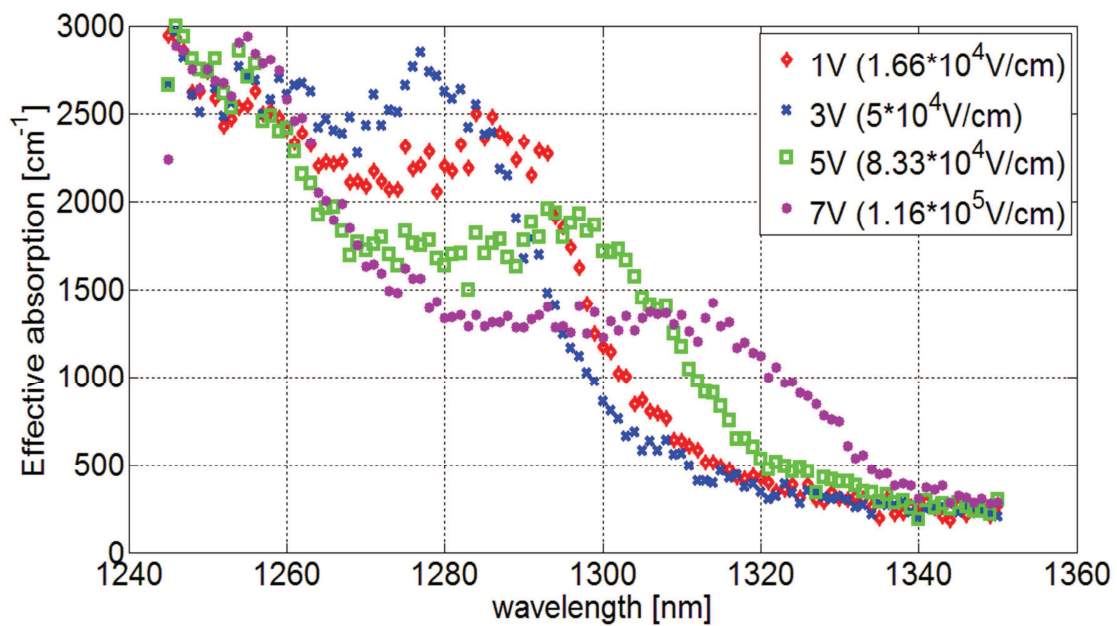


Figure 89 : Coefficient d'absorption effectif en fonction de la longueur d'onde à différentes tensions de polarisation.

Annexe B

Résultats de la mesure

Dans cette partie nous allons discuter les résultats obtenus sur les échantillons de référence (9062-9063-9044-8889). Des mesures à illumination par la surface ont été réalisées pour tester la qualité cristalline de la structure. L'absence d'effet Stark confiné quantiquement dans ces deux échantillons a conduit nos collaborateurs du L-NESS à ré-optimiser leurs conditions de dépôt.

Echantillon de Réf : 8889

Cet échantillon a été conçu pour fonctionner à la longueur de $1.3\mu\text{m}$. La particularité de cette épitaxie est la suppression du substrat virtuel. En effet, des simulations optiques ont démontré que le recouvrement du mode optique avec les puits quantique sera optimal sans la présence de cette couche, par conséquent la modulation sera beaucoup plus importante. Les paramètres de cette épitaxie sont reportés sur le tableau-6- du chapitre 3.

Le résultat de la caractérisation par illumination par la surface est représenté sur la figure 90. Le bord de bande d'absorption a été obtenu à la longueur d'onde de $1.29\mu\text{m}$, le pic d'absorption n'est pas observé et le décalage du spectre vers le rouge ne correspond pas au décalage par effet Stark. La mesure des dislocations au niveau de cette épitaxie a révélé une valeur supérieure à 10^8cm^2 , par conséquent la qualité des puits quantiques a été détériorée.

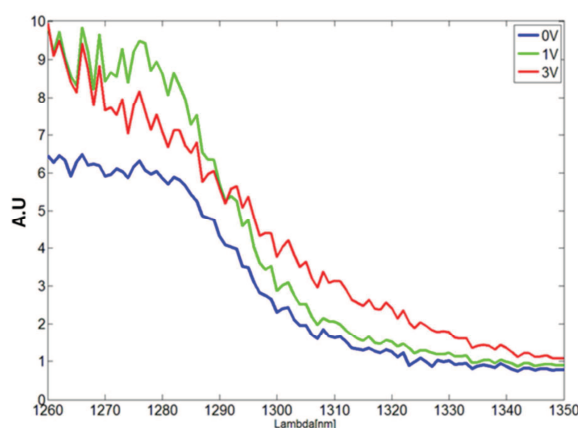


Figure 90 : Spectre de photocourant en fonction de la tension de polarisation.

Après avoir obtenu ces résultats, l'équipe de L-NESS a refait trois épitaxies, deux avec un substrat virtuel et une autre sans le substrat virtuel, et cela avec des conditions d'épitanie différentes.

Echantillons de Réf : 9062-9063-9044

Les spectres du photocourant obtenus sont présentés sur figure 91. Le premier résultat qu'on pourra commenter est celui sur la figure 91-a, un pic d'absorption associé à la première transition dans le puits quantique en Ge est visible à la longueur d'onde de $1.28\mu\text{m}$, en appliquant une tension inverse de 1V, le spectre se décale vers le rouge, mais à partir de 2 V le pic d'absorption disparaît d'une manière brutale.

Sur l'échantillon de réf 9063, la disparition du pic d'absorption est constatée dès qu'une tension inverse est appliquée sur l'échantillon (figure 91-b). Sur l'échantillon 8889, aucun pic excitonique n'est observé et cela même pour une mesure sans polarisation (figure 91-c).

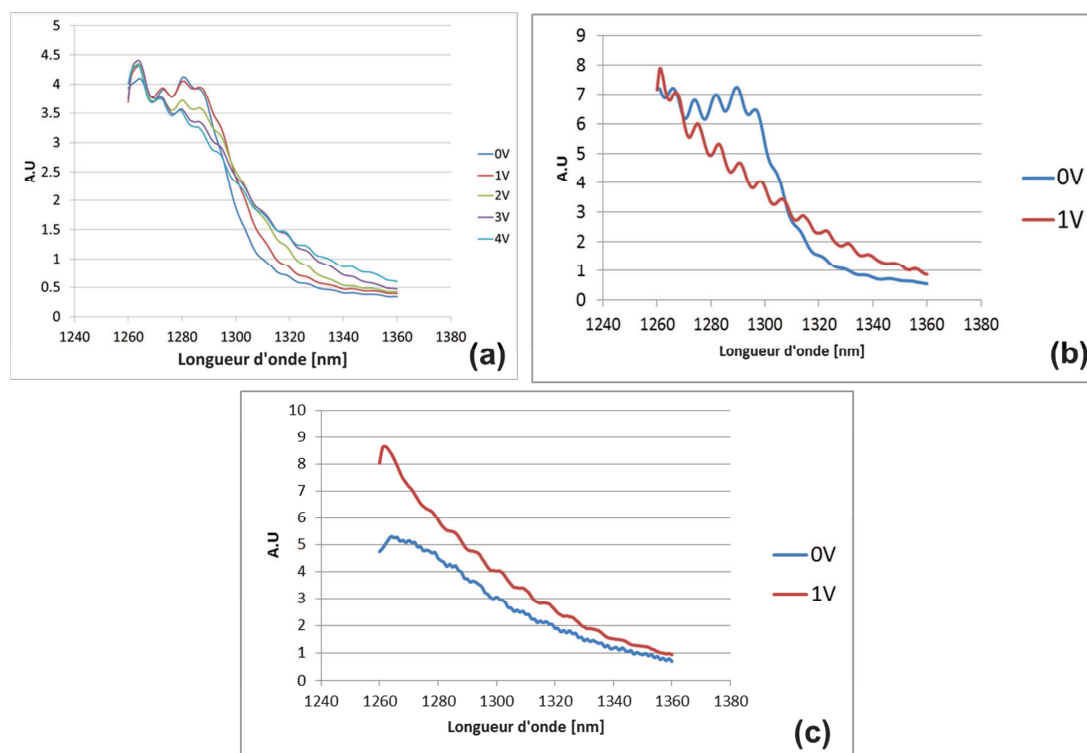


Figure 91 : Spectre du photocourant pour les échantillons de (a) : réf 9062, (b) : réf 9063, (c) : réf 9044

Annexe C

Jeu de masque et paramètres de fabrication :

Descriptif du masque:

Le procédé de fabrication d'un modulateur intégré sur SOI décrit dans le chapitre 5 nécessite principalement 6 lithographies. Une lithographie en plus est réalisée pour définir les marques d'alignement, et par conséquent elle sera le premier niveau à réaliser dans ce design. Cela nous ramène à dessiner 6 couches (Layers), pour cela, j'ai eu recours au logiciel *L-Edit*. Le fichier « *.GDS » (Graphic Database System) final sera transformé en fichier *Pattern* exploitable sous le marqueur nb4.

Les 6 couches (layers) constitutives du fichier *.GDS* sont les suivantes :

Couche 1 : C'est une couche qui définit les marques d'alignement qui vont être utilisées pour automatiser la lithographie des cinq autres niveaux. Un système d'axe orthonormé sera défini par ces marques pour pouvoir, par la suite, réaliser un alignement automatique des masques des autres niveaux. Cette technique permettra des tolérances d'alignement de l'ordre de dizaines de nanomètres (typiquement 30nm). Pour chaque niveau, des marques métalliques lui sont associées sur cette première étape avec des coordonnées bien définies.

Couche 2 : Ce masque reproduit la surface où toute l'épitaxie SiGe doit être gravée pour atteindre le silicium. Elle représente également l'étape où les coupleurs entrée-sortie seront réalisés.

Couche 3 : Après la gravure du SiGe, les guides en Si entrée-sortie vont être réalisés.

Couche 4 : Elle va permettre de transférer le motif du guide SiGe de $1\mu\text{m}$ grâce à une gravure jusqu'à la région P.

Couche 5 : Suite au dépôt des couches d'isolation (silice-nitruure), des ouvertures sont nécessaires pour prendre les contacts dans les deux régions P et N. Cette couche reproduit la zone où les couches doivent être gravées.

Couche 6 : la sixième et dernière couche représente l'aire des contacts métalliques. Elle reproduit les électrodes à réaliser sur le dispositif avec la technique de «*Lift-Off*».

Les guides d'onde sont définis par inversion de masque, car la résine utilisée est positive. Afin de les isoler par rapport au reste de l'échantillon, un détournage de $3\mu\text{m}$ de part et d'autre afin d'assurer une bonne isolation du mode optique. Le positionnement des dispositifs a été optimisée de façon à perdre le moins d'espace possible sur le substrat. La surfaces allouée pour les dispositifs est de $1.5*1.5\text{ cm}^2$ a été divisée en deux compartiments symétriques. Principalement, 5 parties peuvent être identifiées sur le masque :

- La partie (1) représente les marques d'alignements qui permettent au système nb4 de réaliser les alignements automatiques.
- La partie (2) est constituée des guides d'onde en Si. C'est une partie conçu pour la mesure des pertes optique que va introduite ce guide dans le dispositif final. Les dimensions du guide en entrée-sortie (facette clivée) est de $3\mu\text{m}$. un coupleur est utilisé pour réduire la largeur et atteindre les 700nm . Différentes longueurs de guide sont prévues pour mesurer les pertes pas la technique de *cut-back*.
- La partie (3) contient le dispositif de modulation où 5 longueurs différentes de la région actives ($20, 40, 60, 80, \text{ et } 100\mu\text{m}$) ont été conçues. En parallèle avec chaque dispositif, une diode à illumination par la surface est prévue pour vérifier la qualité cristallographique de l'épitaxie sur SOI.
- La partie (4) représente des dispositifs localisés au niveau de l'axe de clivage pour.

Des zones de tests des gravures ont été prévues sur le masque, notamment pour la gravure totale des couches SiGe et celle des contacts de fond P. Une distance d'environ 5 mm sépare chaque zone des dispositifs pour faciliter le clivage et la manipulation de la puce.

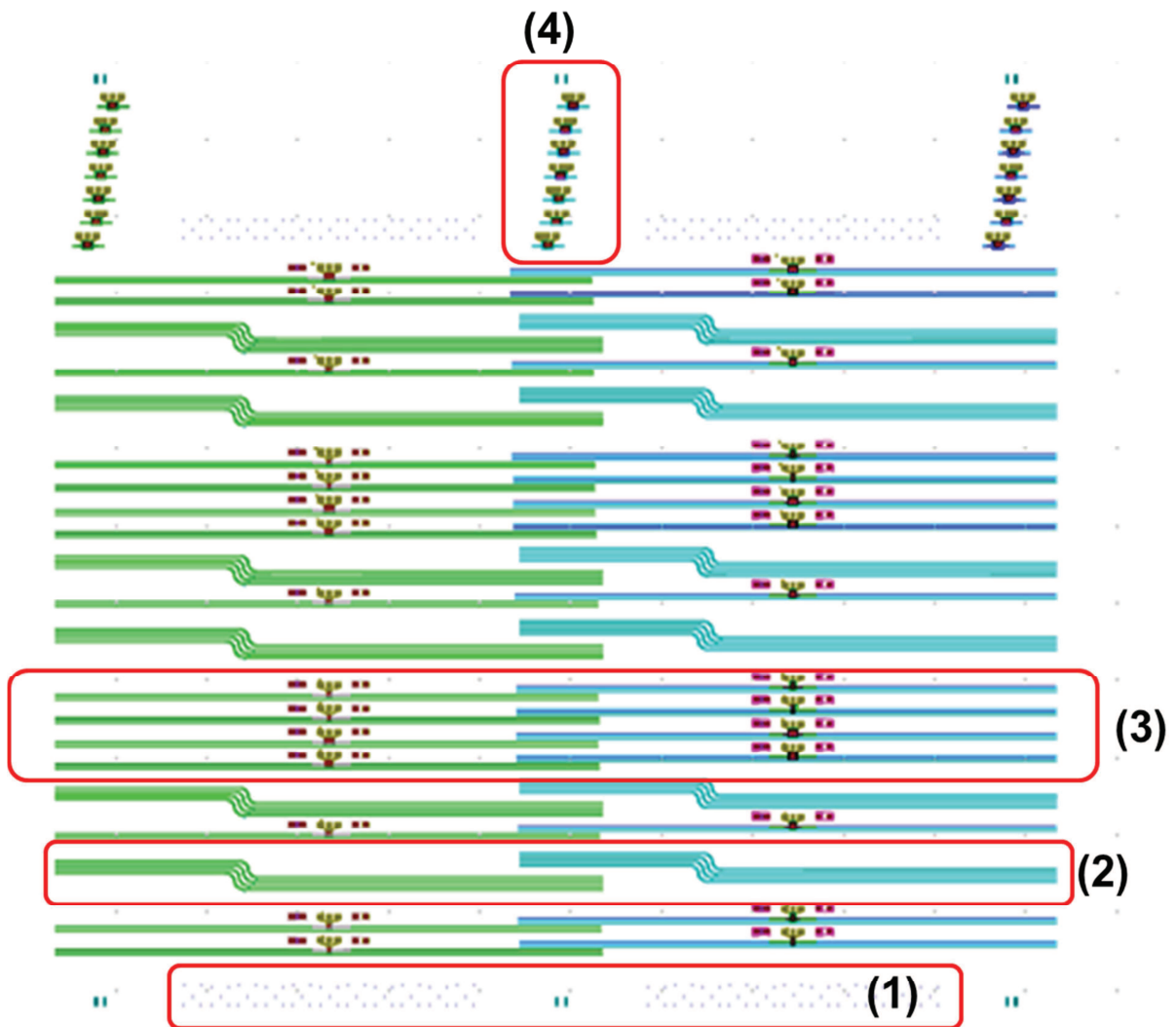


Figure 92 : Masque électronique

Bibliographie

- [1] Moore and E. Gordon, "Cramming more components onto integrated circuits," *Electronics*, vol. 38, no. 08, 1965.
- [2] M. Bohr and K. Mistry, "Intel's Revolutionary 22 nm Transistor Technology," Intel, Mai 2011. [Online]. Available: http://download.intel.com/newsroom/kits/22nm/pdfs/22nm-details_presentation.pdf.
- [3] M. Hilbert and P. López, "The World's Technological Capacity to Store, Communicate, and Compute Information," *Science*, vol. 332, no. 60, 2011.
- [4] S. A. Industry, "International roadmap for semiconductor-interconnects," 2011. [Online]. Available: <http://www.itrs.net/>.
- [5] «<http://techreport.com/review/6213/intel-pentium-4-prescott-processor>,» 2004.
- [6] Intel, «<http://www.futura-sciences.com/>,» 2012.
- [7] D. A. B. Miller, "Energy consumption in optical modulators for interconnects," *Optics express*, vol. 20, no. S2, pp. A293-A309, 2012.
- [8] M. Paniccia, V. Krutul et S. Koehl, «Introducing intel's advances in silicon photonics,» 2004. [En ligne]. Available: <http://www.intel.com/>.
- [9] T. G. Reed, "The optical age of silicon," *Nature*, vol. 427, pp. 595-596, 2004.
- [10] M. Paniccia, M. Morse et M. Salib, «Integrated Photonics,» Springer, Berlin, 2004.
- [11] R. Soref and J. P. Lorenzo, "Single-crystal silicon : a new material for 1.3 μm and 1.6 μm ," *Electron letter*, vol. 21, pp. 953-954, 1985.
- [12] R. Soref and J. Lorenzo, "All-Silicon Active and Passive Guided-Wave," *IEEE J. Quantum elect.*, vol. 22, pp. 873-879, 1986.
- [13] L. Pavesi, L. Dal Negro, C. Mazzoleni, G. Franzo and F. Priolo, "Optical gain in silicon nanocrysta," *Nature*, vol. 408, pp. 440-444, 2000.
- [14] P. Fauchet, "Light emission from silicon quantum dots," *Materials today*, vol. 8, pp. 26-33, 2005.

- [15] M. Green, J. Zhao, A. Wang, P. J. Reece and M. Gal, "Efficient silicon light-emitting diodes," *Nature*, vol. 412, pp. 805-808, 2001.
- [16] H. Rong, R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Hak, A. Fang et M. Paniccia, «A continuous-wave Raman silicon laser,» *Nature*, vol. 433, pp. 725-728, 2005.
- [17] H.-H. Chang, A. W. Fang, M. N. Sysak, H. Park, R. Jones, O. Cohen, O. Raday, M. J. Paniccia and J. E. B. Bowers, "1310nm silicon evanescent laser," *Optics express*, vol. 15, no. 18, pp. 31-33, 2007.
- [18] H. Park, M. N. Chen, H.-W. Chen, A. W. Fang, D. Liang, L. Liao, B. R. Koch, J. Bovington, Y. Tang, K. Wong, Jacob, R. Jones and E. John, "Device and Integration Technology for Silicon photonics transmitters," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 17, no. 03, pp. 671-688, 2011.
- [19] H. Park, A. W. Fang, O. Cohen, R. Jones, M. J. Paniccia and J. E. Bowers, "Design and Fabrication of Optically Pumped Hybrid Silicon-AlGaInAs Evanescent Lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 12, no. 06, pp. 1657-1663, 2006.
- [20] H. T. Hattori, C. Seassal, E. Touraille, P. Rojo-Romeo, X. Letartre, P. . Viktorovitch, L. D. Cioccio, M. Zussy and L. E. J.-M. Melhaoui, "Heterogeneous integration of microdisk lasers on silicon strip waveguides for optical interconnects," *IEEE Photonics Tech. Lett*, vol. 18, pp. 223-225 , 2006.
- [21] G. Roelkens, J. Van Campenhout, J. Brouckaert, D. Van Thourhout, R. Baets, P. Rojo-Romeo, P. Regreny, A. Kazmierczak et L.-B. C. Seassal, «III-V/Si photonics by die-to-wafer bonding,» *Mater Today*, vol. 10, pp. 36-43, 2007.
- [22] M. E. Groenert, C. W. Leitz, t. J. ArPitera, V. Yang, H. Lee, R. J. Ram and E. A. Fitzgerald, "Monolithic integration of room-temperature cw GaAs/AlGaAs lasers on Si substrates," *Journal of applied physics*, vol. 93, no. 01, pp. 362-367, 2003.
- [23] R. E. Camacho-Aguilera, Y. Cai, N. Patel, J. T. Bessette, M. Romagnoli, L. C. Kimerling and J. Michel, "An electrically pumped germanium laser," *Optics express*, vol. 20, no. 10, pp. 11316-11320, 2012.
- [24] J. Liu, X. Sun, D. Pan, X. Wang, L. C. Kimerling, L. T. Koch and J. Michel, "Tensile-strained, n-type Ge as a gain medium for monolithic laser integration on Si," *Optics Express*, vol. 15, no. 18, p. 11227, 2007.
- [25] J. Liu, X. Sun, R. Camacho-Aguilera, L. C. Kimerling and J. Michel, "Ge-on-Si laser

- operating at room temperature," *Optics letter*, vol. 35, p. 679, 2010.
- [26] B. Huiszoon, R. W. Jonker, P. K. van Bennekom, G.-D. Khoe and H. de Waardt, "Cost-Effective Up to 40 Gb/s Transmission Performance of 1310 nm Directly Modulated Lasers for Short- to Medium-Range Distances," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 03, pp. 1117-1125, 2005.
- [27] W. Brinkman, T. Koch, D. V. Lang et D. P. Wilt, «The laser behind the communication revolution,» *Bell Labs technical journal*, 2000.
- [28] S. T. and H. T. Tsuda, "Compact Arrayed-Waveguide Grating with Multiple-Arrowhead Structures," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 45, no. 07, pp. 5775-5781, 2006.
- [29] W. D. Kim, A. Barkai, R. Jones, N. Elek, H. Nguyen, Liu and A., "Silicon-on-insulator eight-channel optical multiplexer based on a cascade of asymmetric Mach-Zehnder interferometers," *Optics Letters*, vol. 23, no. 05, pp. 530-532, 2008.
- [30] Y. J. Lin, S. L. Lee and C. Yao, "Four-channel coarse-wavelength division multiplexing demultiplexer with a modified Mach-Zehnder interferometer configuration on a silicon-on-insulator waveguide," *Applied Optics*, vol. 42, no. 15, pp. 2689-2694, 2003.
- [31] O. Powell, "Single-Mode Condition for Silicon Rib Waveguides," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 10, pp. 1851-1855, 2002.
- [32] C. Gunn, "Electronic and Photonic integrated circuits," 2005. [Online]. Available: <http://www.luxtera.com/>.
- [33] V. R. Almeida, R. R. Panepucci, M. L. Vilson and M. Lipson, "Nanotaper for compact mode conversion," *Optics letters*, vol. 28, no. 15, pp. 1302-1304, 2003.
- [34] T. Yin, R. Cohen, M. Morse, G. Sarid, Y. Chetrit, D. Rubin and M. J. Paniccia, "31GHz Ge n-i-p waveguide photodetectors on Silicon-on-Insulator substrate," *Optics Express*, vol. 15, no. 21, pp. 13965-13971, 2007.
- [35] L. Vivien, J. Osmond, J.-M. Fédéli, D. Marris-Morini, P. Crozat, J.-F. Damlencourt, E. Cassan, Y. Lecunff and S. Laval, "42 GHz p.i.n Germanium photodetector integrated in a silicon-on-insulator waveguide," *Optics Express*, vol. 17, no. 8, pp. 6252-6257, 2009.
- [36] L. Vivien, A. Polzer, D. Marris-Morini, J. Osmond, J. M. Hartmann, P. Crozat, E. Cassan, C. Kopp, H. Zimmermann and J. Fédéli, "Zero-bias 40Gbit/s germanium waveguide photodetector on silicon," *Optics express*, vol. 20, no. 02, pp. 1096-1101, 2012.

- [37] E. L. Wooten, K. M. Kissa, A. Yi-Yan, E. J. Murphy, D. A. Lafaw, P. F. Hallemeier, D. Maack, D. V. Attanasio, D. J. Fritz, G. J. McBrien and D. E. Bossi, "A Review of Lithium Niobate Modulators for Fiber-Optic Communications Systems," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 06, no. 1, pp. 69-82, 2000.
- [38] L. Vivien, P. Damas, X. Le Roux, E. Cassan, D. Marris-Morini, N. Izard, A. Bosseboeuf, T. Maroutian and P. Lecoeur, "Nonlinear Optics in silicon: overview and future developments," in *JNCO, 20130610 – 20130612*, Cherbourg – France, 2013.
- [39] A. Liu, R. Jones, L. Liao, D. Samara-Rubio, D. Rubin, O. Cohen, R. Nicolaescu and M. Paniccia, "A high-speed silicon optical modulator based on a metal–oxide–semiconductor capacitor," *Nature*, vol. 427, pp. 615-618, 2004.
- [40] M. Ziebell, D. Marris-Morini, G. Rasigade, J.-M. Fédéli, P. Crozat, E. Cassan, D. Bouville and L. Vivien, "40 Gbit/s low-loss silicon optical modulator based on a pipin diode," *Optics Express*, vol. 20, no. 10, pp. 10593-10596, 2012.
- [41] K. Goi, K. Oda, H. Kusaka, Y. Terada, K. Ogawa, T.-Y. Liow, X. Tu, G.-Q. Lo and D.-L. Kwong, "11-Gb/s 80-km transmission performance of zero-chirp silicon Mach-Zehnder modulator," *Optics Express*, vol. 20, no. 26, pp. B350-B356, 2012.
- [42] Y. Kim, M. Yokoyama, N. Taoka, M. Takenaka and S. Takagi, "Ge-rich SiGe-on-insulator for waveguide optical modulator application fabricated by Ge condensation and SiGe regrowth," *Optics Express*, vol. 21, no. 17, pp. 19615-19629, 2013.
- [43] S. Chuang, "Physics of Optoelectronic Devices", Wiley-Interscience, 1995.
- [44] H. I. Ralph, "On the theory of Franz-Keldysh effect," *Journal of Physics C*, vol. 01, pp. 378-386, 1968.
- [45] J. Liu, M. Beals, A. Pomerene, S. Bernardis, R. Sun, J. Cheng, L. C. Kimerling and J. Michel, "Waveguide-integrated, ultralow-energy GeSi electro-absorption modulators," *Nature photonics*, vol. 02, pp. 433-437, 2008.
- [46] N.-N. Feng, D. Feng, S. Liao, X. Wang, P. Dong, H. Liang, C.-C. Kung, W. Qian, J. Fong, R. Shafiiha, Y. Luo, J. Cunningham, A. V. Krishnamoorthy and M. Asghari, "30GHz Ge electro-absorption modulator integrated with 3 μ m silicon-on-insulator waveguide," *Optics Express*, vol. 19, no. 08, pp. 7062-7067, 2011.
- [47] D. Feng, W. Qian, H. Liang, C.-C. Kung, Z. Zhou, Z. Li, J. S. Levy, R. Shafiiha, J. Fong, B. J. Luff and M. Asghari, "High-Speed GeSi Electroabsorption Modulator on the SOI waveguide platform," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 19,

no. 06, p. 3101710, 2013.

- [48] D. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. Gossard, W. Wiegmann, T. Wood and C. Burrus, "Band edge electroabsorption in quantum well structures: The quantum confined Stark effect," *Physics review letters*, vol. 53, no. 22, p. 2173, 1984.
- [49] D. S. Chemla, D. Miller and P. W. Smith, "Room temperature excitonic non linear absorption and refraction in GaAs/AlGaAs multi quantum well structures," *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 20, no. 03, pp. 265-274, 1984.
- [50] D. Miller, D. S. Chemla and T. C. Damen, "Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum well structures," *Physics review B*, vol. 32, no. 02, pp. 1043-1060, 1985.
- [51] Y. Kuo, Y. K. Lee, Y. Ge, S. Ren, J. E. Roth, T. Kamins, D. A. B. Miller and J. S. Harris, "Strong quantum-confined Stark effect in germanium," *Nature*, vol. 437, no. 1334, pp. 1334-1336, 2005.
- [52] P. Chaisakul, D. Marris-Morini, G. Isella, D. Chrastina, X. Le Roux, E. Gatti, S. Edmond, J. Osmond, E. Cassan and L. Vivien, "Quantum-confined Stark effect measurements in Ge/SiGe quantum-well structures," *Optics Letters*, vol. 35, no. 17, pp. 2913-2915, 2010.
- [53] P. Chaisakul, D. Marris-Morini, M-S. Rouifed, G. Isella, D. Chrastina, J. Frigerio, X. Le Roux, S. Edmond, J. Coudevylle and L. Vivien, "23 GHz Ge/SiGe multiple quantum well electro-absorption modulator," *Optics Express*, vol. 20, no. 03, pp. 3219-3224, 2012.
- [54] P. Chaisakul, D. Marris-Morini, G. Isella, D. Chrastina, X. Le Roux, S. Edmond, J.-R. Coudevylle, E. Cassan and L. Vivien, "Polarization dependence of quantum-confined Stark effect in Ge/SiGe quantum well planar waveguides," *Optics Letters*, vol. 36, no. 10, pp. 1794-1796, 2011.
- [55] P. Chaisakul, D. Marris morini, G. Isella, D. Chrastina, N. Izard, X. Le Roux, S. Edmond, J. Coudevylle and V. L., "Room temperature direct gap electroluminescence from Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} multiple quantum well waveguide," *Applied physics Letters*, vol. 99, no. 141106, 2011.
- [56] P. Chaisakul, D. Marris-Morini, J. Frigerio, D. Chrastina, M-S. Rouifed, S. Cecchi, P. Crozat, G. Isella and L. Vivien, "Integration of Ge quantum well photonic interconnections on silicon substrates," *Nature photonics*, vol. 08, no. 482, 2014.
- [57] Y. Iseri, H. Yamada, Y. Goda, T. Arakawa, K. Tada and N. Haneji, "Analysis of electrorefractive index change in Ge/SiGe coupled quantum well for low-voltage silicon-

- based optical modulators," *Physica E*, vol. 43, no. 08, 2011.
- [58] J. Frigerio, P. Chaisakul, D. Marris-Morini, S. Cecchi, S. M., G. Isella and L. Vivien, "Electro-refractive effect in Ge/SiGe multiple quantum wells," *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 061102, 2013.
- [59] S. Ren, Y. Rong, S. A. Claussen, R. Schaevitz, K., T. I. Kamins, J. S. Harris and D. A. Miller, "Ge/SiGe Quantum Well Waveguide Modulator Monolithically Integrated With SOI Waveguides," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 06, pp. 461-463, 2012.
- [60] S. Ren, Y. Rong, T. I. Kamins, J. S. Harris et D. Miller, «Selective epitaxial growth of Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} quantum wells on Si substrate using reduced pressure chemical vapor deposition,» *Applied Physics Letters*, vol. 98, 2011.
- [61] E. Kasper, Properties of strained and relaxed Silicon-Germanium, IEE Inspec, emis datareviews series N°12, 1995.
- [62] O. Madelung, "Numerical data and functional relationship in science and technology", Springer Verlag, 1982.
- [63] S. d. Gironcoli, P. Giannozzi and S. Baroni, "Structure and Thermodynamics of Six Ge_{1-x} Alloys from Ab Initio Monte Carlo Simulations," *Physical Review Letters*, vol. 66, no. 2116, pp. 2115-2119, 1991.
- [64] D. Palik, Hand books of optical constants of solids, Wiley, 1998.
- [65] J. P. Dismukes, L. Ekstrom and R. J. Paff, "Lattice Parameter and Density in Germanium-Silicon Alloys," *The journal of physical chemistry*, vol. 68, no. 10, 1964.
- [66] S. Sze, Physics of semiconductor devices, Wiley, 2006.
- [67] E. Gatti, «PhD Thesis "Recombination processes and carrier dynamics in Ge/SiGe multiple quantum wells",» Universit'a degli studi di Milano-Bicocca, Milan, 2011.
- [68] J. Weber and M. Alonso, "Near-band-gap photoluminescence of Si-Ge alloys," *Physical Review B*, vol. 40, no. 5683, 1989.
- [69] Y. Yin, D. Yan, F. H. Pollak, M. S. Hybertsen, J. M. Vandenberg and J. C. Bean, "Temperature dependence of the fundamental direct transitions of bulk Ge," *Physical Review B*, vol. 52, no. 12, pp. 8951-8958, 1995.

- [70] P. Harrison, "Quantum wells wires and dots", Wiley second edition, 2005.
- [71] M. Virgilio and G. Grosso, "Type-I alignment and direct fundamental gap in SiGe based heterostructures," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 18, no. 1021, pp. 1021-1031, 2006.
- [72] M. Bonfanti, «PhD Thesis "Ge Multiple Quantum Wells Electronic States and Optical Properties",» Università degli studi di Milano-Bicocca, 2008.
- [73] Y. Ishikawa, K. Wada, D. D. Cannon, J. Liu, H.-C. Luan and L. C. Kimerling, "Strain-induced band gap shrinkage in Ge grown on Si substrate," *Applied Physics Letter*, vol. 82, no. 13, pp. 2044-2048, 2003.
- [74] J. Liu, D. D. Cannon, K. Wada, Y. Ishikawa, S. Jongthammanurak, D. Danielson, J. Michel and L. C. Kimerling, "Silicidation-induced band gap shrinkage in Ge epitaxial films on Si," *Applied physics Letters*, vol. 84, no. 05, pp. 660-663, 2004.
- [75] J. Liu, D. D. Cannon, K. Wada, Y. Ishikawa, S. Jongthammanurak, D. T. Danielson, J. Michel and L. C. Kimerling, "Tensile strained Ge p - i - n photodetectors on Si platform for C and L band telecommunications," *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 011110, 2005.
- [76] H.-C. Luan, D. R. Lim, K. K. Lee, K. M. Chen, J. G. Sandland, K. Wada and L. C. Kimerling, "High-quality Ge epilayers on Si with low threading-dislocation densities," *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 19, pp. 2909-2911, 1999.
- [77] M. L. Green, B. E. Weir, D. Brasen, Y. F. Hsieh, G. Higashi, A. Feyngenson, L. C. Feldman and R. L. Headrick, "Mechanically and thermally stable SiGe films and heterojunction bipolar," *Journal of Applied Physics*, vol. 69, pp. 745-751, 1991.
- [78] J. C. Bean, L. C. Feldman, A. T. Fiory, S. Nakahara and I. K. Robinson, "Ge_{1-x}Si_x/Si strained layer superlattice growth by molecular beam epitaxy," *Journal of Vacuum Science and Technology A*, vol. 2, p. 436, 1984.
- [79] T. Manku, "Drift Hole Mobility in Strained and Unstrained Doped in tensile strained Ge/SiGe quantum wells on silicon substrates," *Applied Physics Letters*, vol. 40, no. 11, 1993.
- [80] R. People, "Physics and applications of Ge_xSi_{1-x}/Si strained-layer heterostructures," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vols. QE-22, no. 9, pp. 1696-1710, 1986.
- [81] R. Braunstein, A. R. Moore and F. Herman, "Intrinsic optical absorption in Germanium-

- Silicon alloys," vol. 109, no. 03, pp. 695-710, 1958.
- [82] J. S. Park, R. P. G. Karunasiri and K. L. Wang, "Observation of large Stark shift in Ge_xSi_{1-x}/Si multiple quantum wells," *Journal of Vacuum Science & Technology B*, vol. 8, no. 217, pp. 217-220, 1990.
- [83] M. M. Rieger and P. Vogl, "Electronic-band parameters in strained Si_{1-x}Ge_x alloys on Si_{1-y}Ge_y substrates," *Physical review B*, vol. 48, no. 19, pp. 14276-14287, 1993.
- [84] S. Galdin, P. Dollfus and V. Aubry-Fortuna, "Band offset predictions for strained group IV alloys: Si_{1-x-y}Ge_xC_y on Si(001) and Si_{1-x}Ge_x on Si_{1-z}Ge_z(001)," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 15, p. 565-572, 2000.
- [85] A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, V. V. Ulyanov, A. G. Milekhin, A. O. Govorov, S. Schulze and D. R. T. Zahn, "Stark effect in type-II GeSi quantum dots," *Physical review B*, vol. 67, no. 125318, 2003.
- [86] C. Lamberti, "Characterization of Semiconductor Heterostructures and Nanostructures", Elsevier, first edition, 2008.
- [87] Y. He, C. Jayaprakash and C. Rottman, "Shapes of grain inclusions in crystals," *Physics review B*, vol. 32, no. 12, pp. 11-22, 1985.
- [88] Y. Chen, C. Li, H. Lai and S. Chen, "Quantum-confined direct band transitions in tensile strained Ge/SiGe quantum well on silicon substrates," *Nanotechnology*, vol. 21, no. 115207, 2010.
- [89] Y. Chen, C. Li, Z. Zhou, H. Lai, S. Chen, W. Ding, B. Cheng and Y. Yu, "Room temperature photoluminescence of tensile-strained Ge/Si_{0.13}Ge_{0.87} quantum wells grown on silicon-based germanium virtual substrate," *Applied physics letters*, vol. 94, no. 141902, 2009.
- [90] E. Gatti, E. Grilli, M. Guzzi, D. Chrastina, G. Isella and H. v. Känel, "Room temperature photoluminescence of Ge multiple quantum wells," *Applied physics letters*, vol. 98, no. 031106, 2011.
- [91] P. H. Wu, D. Dumcenco, Y. S. Huang, H. P. Hsu, C. H. Lai, T. Y. Lin, D. Chrastina, G. Isella, E. Gatti and K. K. Tiong, "Above-room-temperature photoluminescence from a strain-compensated," *Applied physics letters*, vol. 100, no. 141905, 2012.
- [92] L. Lever, Z. Ikonic', A. Valavanis, J. D. Cooper and R. W. Kelsall, "Design of Ge-SiGe Quantum-Confined Stark Effect," *Journal of lightwave technology*, vol. 28, no. 22, pp.

3273-3281, 2010.

- [93] D. Paul, "8-band k.p modeling of the quantum confined Stark," *Physical Review B*, vol. 77, no. 155323, 2008.
- [94] M. Bonfanti, M. Virgilio, G. Grosso, D. Chrastina, G. Isella, H. v. Känel and A. Neels, "Optical transitions in Ge/SiGe multiple quantum wells with Ge-rich barriers," *Physical review B*, vol. 78, no. 041407, 2008.
- [95] M. Virgilio, M. Bonfanti, D. Chrastina, A. Neels, G. Isella, E. Grilli, M. Guzzi, G. Grosso, H. Sigg and H. v. Känel, "Polarization-dependent absorption in Ge/SiGe multiple quantum wells: Theory and experiment," *Physical review B*, vol. 79, no. 075323, 2009.
- [96] R. K. Schaevitz, D. S. Ly-Gagnon, J. E. Roth, E. H. Edwards and D. A. B. Miller, "Indirect absorption in germanium quantum wells," *AIP Advances*, vol. 1, no. 032164, 2011.
- [97] R. K. Schaevitz, E. H. Edwards, J. E. Roth, E. Fei, T., Y. Rong, P. Wahl, T. I. Kamins, J. S. Harris and D. A. B. Miller, "Simple Electroabsorption Calculator for Designing 1310nm and 1550nm Modulators Using Germanium Quantum Wells," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 48, no. 02, pp. 187-197, 2012.
- [98] J. Kim and D. Ahn, "Effect of indirect interband absorption in Ge/SiGe quantum wells," *Journal of applied physics*, vol. 110, no. 083119, 2011.
- [99] L. Lever, Z. Ikonc', A. Valavanis, R. W. Kelsall, M. Myronov, D. R. Leadley, Y. Hu, N. Owens, F. Y. Gardes and G. T. Reed, "Optical absorption in highly strained Ge/SiGe quantum wells: The role of $\Gamma \rightarrow \Delta$ scattering," *Journal of applied physics*, vol. 112, 2012.
- [100] P. Chaisakul, D. Marris-Morini, M. S. Rouifed, J. Frigerio, G. Isella, D. Chrastina, J.-R. Coudevylle, X. L. Roux, S. Edmond, D. Bouville and L. Vivien, "Strong quantum-confined Stark effect from light hole related direct-gap," *Applied physics letter*, vol. 102, no. 191107, 2013.
- [101] J. E. Roth, O. Fidaner, R. K. Schaevitz, E. H. Edwards, Y. Kuo, T. I. Kamins, J. Harris and D. A. B. Miller, "The Quantum Confined Stark Effect in Ge/SiGe Quantum Wells: An efficient electroabsorption mechanism for silicon-based applications," in *1-4244-0935-IEEE*, 2007.
- [102] G. Dresselhaus, A. F. Kip and C. Kittel, "Cyclotron Resonance of Electrons and Holes in Silicon and Germanium Crystals," *Physics review*, vol. 98, no. 02, pp. 368-384, 1955.

- [103] E. O. Kane, "Bande structure of indium antimonide," *Journal of Physics and Chemistry Solids*, vol. 01, pp. 249-261, 1957.
- [104] J. A. Majewski, B. S. A. Trellakis, M. Sabathil and P. Vogl, "Advances in the theory of electronic structure of semiconductors," *Physics State Solid*, no. 08, pp. 2003-2027, 2004.
- [105] <http://www.nextnano.de/>.
- [106] T. Zibold, Phd Thesis "Semiconductor based quantum information devices: Theory and simulations", Physik-Department, Technische Universität München, 2007.
- [107] Y.-H. Kuo, Y. K. Lee, Y. Ge, S. Ren, J. E. Roth, T. I. Kamins, D. A. B. Miller and J. S. Harris, "Quantum-Confined Stark Effect in Ge/SiGe Quantum Wells on Si for Optical Modulators," *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 12, no. 6, pp. 1503-1512, 2006.
- [108] M. Virgilio and G. Grosso, "Quantum-confined Stark effect in Ge/SiGe quantum wells: A tight-binding description," *Physical review B*, vol. 77, no. 165315, 2008.
- [109] L. Lever, Y. Hu, M. Myronov, X. Liu, N. Owens, F. J. Gardes, I. P. Marko, S. J. Sweeney, Z. Ikonić, D. R. Leadley, G. Reed and R. W. Kelsall, "Modulation of the absorption coefficient at 1.3 μm in Ge/SiGe multiple quantum well heterostructures on silicon," *Optics letters*, vol. 31, no. 21, 2011.
- [110] G. Isella, D. Chrastina, B. Rossner, T. Hackbarth, H.-J. Herzog, U. König et H. Von Kanel, «Low-energy plasma-enhanced chemical vapor deposition for strained Si and Ge heterostructures and devices,» *Solid State Electronics*, vol. 48, pp. 1317-1327, 2004.
- [111] M. Zhao, G. V. Hansson and W.-X. Ni, "Strain relaxation of thin Si_{0.6}Ge_{0.4} grown with low-temperature buffers by molecular beam epitaxy," *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 063502, 2009.
- [112] A. Gruhle and A. Schuppen, "Recent advances with SiGe heterojunction bipolar transistors," *Thin Solid Films*, vol. 294, pp. 246-249, 1997.
- [113] T. Rupp, F. Kaesen, W. Hansch, E. Hammerl, J. Gravesteijn D., R. Schorer, E. Silveira, G. Abstreiter and I. Eisele, "Defect-free strain relaxation in locally MBE-grown SiGe heterostructure," *Thin Solid Films*, no. 294, pp. 27-32, 1997.
- [114] G. Freeman, D. Ahlgren, D. R. Greenberg, R. Groves, F. Huang, G. Hugo, B. Jagannathan, S. Jeng, J. Johnson, K. Schonenberg, S. K. R. Volant et S. Subbanna, «A 0.18 μm 90 GHz fT SiGe HBT BiCMOS, ASIC-Compatible, Copper Interconnect Technology for RF and

Microwave Applications,» *IEDM*, pp. 569-572, 1999.

- [115] J. C. Sturm, P. V. Schwartz, E. J. Prinz and H. Manoharan, "Growth of Si_{1-x}Ge_x by rapid thermal chemical vapor deposition and application to heterojunction bipolar transistors," *Journal of Vacuum Science Technology B*, vol. 9, no. 04, pp. 2011-2016, 1991.
- [116] L. Masarotto, J. M. Hartmann, G. Bremond, G. Rolland, A. M. Papon and M. N. Semeria, "Reduced Pressure-Chemical Vapor Deposition of High Ge Content Si/SiGe Superlattices for 1.3 μ m Photo-Detection," *Journal of Crystal Growth*, vol. 255, pp. 8-12, 2003.
- [117] E. De Berranger, S. Bodnar, A. Chantre, J. Kirtsch, A. Monroy, A. Granier, M. Laurens, J. Regolini and M. Mouis, "Integration of SiGe heterostructure bipolar transistors in a 200 mm industrial BiCMOS technology," *Thin Solid Film*, no. 294, pp. 250-253, 1997.
- [118] S. Cecchi, E. Gatti, D. Chrastina, J. Frigerio, E. M. Gubler, D. Paul, M. Guzzi and G. Isella, "Thin SiGe virtual substrates for Ge heterostructures integration on silicon," *Journal of applied physics*, vol. 115, no. 093502, 2014.
- [119] S. Marchionna, A. Virtuanian, M. Acciarria, G. Isella and H. von Kaenelb, "Defect imaging of SiGe strain relaxed buffers grown by LEPECVD," *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 9, pp. 802-805, 2006.
- [120] M. Bonfanti, «PhD Thesis "Ge Multiple Quantum Wells Electronic States and Optical Properties",» Universita degli studi di Milano-Bicocca, 2008.
- [121] <http://lness.como.polimi.it/>, "L-NESS".
- [122] P. Blood, "On the Dimensionality of Optical Absorption, Gain, and Recombination in Quantum-Confined Structures," *Journal of quantum electronics*, vol. 36, no. 03, pp. 354-362, 2000.
- [123] M. Lamponi, S. Keyvaninia, C. Jany, F. Poingt, F. Lelarge, G. d. Valicourt, G. Roelkens, D. V. Thourhout, S. Messaoudene, J.-M. Fedeli and G. Duan, "Low-threshold heterogeneously integrated InP/SOI laser with a double adiabtic taper coupler," *Phototonics Technology Letters IEEE*, vol. 24, no. 01, pp. 76-78, 2012.
- [124] Ó. G. López, D. Lasaosa, M. López-Amo and M. Galarza, "Highly-efficient fully resonant vertical couplers for InP active-passive monolithic integration using vertically phase matched waveguides," *Optics express*, vol. 21, no. 19, 2013.
- [125] E. Rosencher and B. Vinter, *Optoélectronique*, Dunod, 2002.

- [126] A. Yariv, *Optical electronic in modern telecommunication*, Oxford university press Fifth edition, 1997.
- [127] A. Saleh et M. Teich, *Fundamental of photonics*, Wiley, 2007.
- [128] X. Sun, H.-C. Liu and A. Yariv, "Adiabaticity criterion and the shortest adiabatic mode transformer in a coupled-waveguide system," *Optics Letters*, vol. 34, no. 03, 2009.
- [129] L. Lever, Z. Ikonić, Kelsall and W. R., "Adiabatic mode coupling between SiGe photonic devices and SOI waveguides," *Optics Express*, vol. 20, no. 28, pp. 29500-29506, 2012.
- [130] A. Miller, "Energy consumption in optical modulators for interconnects," *Optics Express*, vol. 20, no. S2, pp. A293-A308, 2012.
- [131] J. K. Bhardwaj et H. Ashraf, «J. K. Bhardwaj, H. Ashraf, "Advanced silicon etching using high-density plasmas,» chez *Proceedings of the SPIE Micromachining and Microfabrication Process Technology*, 1995.

Liste des publications

- **Rouifed M-S.**, Marris-Morini D., Chaisakul P., Frigerio J., Isella G., Chrastina D., Edmond S., Le Roux X., Coudevylle J-R., Bouville D., Vivien L., *Advances Toward Ge/SiGe Quantum-Well Waveguide Modulators at 1.3 μ m*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **20**, 3400207(2014).
- Chaisakul P., Marris-Morini D., **Rouifed M-S.**, Frigerio J., Chrastina D., Coudevylle J-R., Le Roux X., Edmond S., Isella G., Vivien L., *Recent progress in GeSi electro-absorption modulators*, Science and Technology of Advanced Material **15**, 014601 (2014).
- Chaisakul P, Marris-Morini D, Frigerio J, Chrastina D, **Rouifed M-S**, Cecchi S, Crozat P, Isella G, Vivien L, *Integrated germanium optical interconnects on silicon substrates*, DOI: 10.1038/NPHOTON.2014.73, Nature Photonics**8**, 482 (2014).
- Marris-Morini D, Chaisakul P, **Rouifed M-S**, Frigerio J, Chrastina D, Isella G, Edmond S, Le Roux X. , Coudevylle J-R., Vivien L, “*Towards low energy consumption integrated photonic circuits based on Ge/SiGe quantum wells*”, Nanophotonics **2**, 279-288 (2013).
- Chaisakul P, Marris-MoriniD, **Rouifed M-S**, Frigerio J, Isella G, Chrastina D, Coudevylle Jean-René, Le Roux Xavier, Edmond Samson, Bouville D, Vivien L, “*Strong quantum-confined Stark effect from light hole related direct-gap transitions in Ge quantum wells*”, Applied Physics Letters **102**, 191107 (2013).
- Chaisakul P, Marris-Morini D, Isella G, Chrastina D, **Rouifed M-S**, Frigerio J, Vivien L, *Ge quantum well optoelectronic devices for light modulation,detection,and emission*, Solid state electronics **83**, 92 (2013).
- Frigerio J, Chaisakul P, Marris-Morini D, Cecchi S, **Rouifed M-S**, Isella G, Vivien L, “*Electro-refractive effect in Ge/SiGe multiple quantum wells*” Applied Physics Letters **102**, 061102 (2013).
- Chaisakul P, Marris-Morini D, **Rouifed M-S**, Frigerio J, Chrastina D,Coudevylle J-R, Le Roux X, Edmond S, Isella G, Vivien L, “*Recent progress in GeSi electro-absorption modulators*”, Science and Technology of Advanced Material **15**, 014601 (2013)

- Marris-Morini D., Chaisakul P., **Rouifed M-S**, Frigerio J., Chrastina D., Isella G., Edmond S., Le Roux X. , Coudeville J-R., Vivien L., *Towards low energy consumption integrated photonic circuits based on Ge/SiGe quantum wells*, Nanophotonics **2**, 279-288 (2013).
- **Rouifed M-S**, Chaisakul P, Marris-Morini D, Frigerio J, Isella G, Chrastina D, Edmond S, Le Roux X , Coudeville J-R, Vivien L, “*Quantum-confined Stark effect at 1.3 μm in Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65} quantum-well structure*”, Optics Letters **37**, 3960 (2012).
- Chaisakul P, Marris-Morini D, **Rouifed M-S**, Isella G, Chrastina D, Frigerio J, Le Roux X, Edmond S, Coudeville J-R., Vivien L, “*23 GHz Ge/SiGe multiple quantum well electro-absorption modulator*”, Optics Express **20**, 3219 (2012).

Conférences

- **M-S. Rouifed**, D. Marris-Morini, X. Le Roux, P. Chaisakul, S. Edmond, J. Frigerio, G. Isella, D. Chrastina, and L Vivien, « *advances towards the demonstration of a Ge/SiGe modulator integrated on SOI* », Group IV photonics, Paris (2014).
- **M-S Rouifed**, D Marris-Morini, P Chaisakul J Frigerio, G Isella, D Chrastina, S Edmond, X. Le Roux, J-R Coudeville, D Bouville, and L Vivien, “*Ge optical modulator waveguide based on QCSE at 1.3 μm* ”, photonics Europe, Bruxelles(2014).
- **Rouifed M-S**, Marris-Morini D, Chaisakul P, Frigerio J, Isella G, Chrastina D, Vivient L, “*Design of electro-absorption modulator based on Ge/SiGe multiple quantum wells, integrated on SOI waveguides*”, IEEE Photonics Conference, 20130908 – 20130912, Washington (2013).
- Frigerio J, Chaisakul P, Marris-Morini D, Secchi S.C, **Rouifed M-S**, Vivien L, Isella G, “*Electro-Refractive effect in Ge/SiGe Multiple quantum wells*”, SPIE Microtechnologies, 20130424 – 20130426, Grenoble (2013).
- **Rouifed M-S**, Chaisakul P, Marris-Morini D, Le Roux X, Edmond S, Coudeville J.R, Vivien L, Frigerio J, Isella G, Chrastina D, “*Quantum-confined Stark effect at 1.3 μm in Ge/SiGe quantum-well structures*”, 16th European Conference on integrated optics, ECIO 2012, 20120418 – 20120420, Barcelone, Spain (2012).
- Chaisakul P, Marris-Morini D, **Rouifed M-S**, Le Roux X, Edmond S, Coudeville J-R, Vivien L, Isella G, Chrastina D, Frigerio J., *High performance Ge/SiGe quantum well*

- electro-absorption modulator*, 16th European Conference on integrated optics, ECIO 2012., 20120418 – 20120420, Barcelone, Spain (2012).
- Chaisakul P, Marris-Morini D, **Rouifed M-S**, Isella G, Chrastina D, Frigerio J, Le Roux X, Edmond S, Coudevylle J-R., Vivien L., *Ge quantum well electro-absorption modulator with 23 GHz bandwidth*, IEEE Optical interconnects conference, 20120520 – 20120523, Santa Fe, New Mexico USA (2012).
 - Chaisakul P, Marris-Morini D, Isella G, Chrastina D, Frigerio J, **Rouifed M-S**, Izard N, Le Roux X., Edmond S., Coudevylle J-R., Vivien L., « *Room temperature direct-gap electroluminescence in Ge/SiGe quantum well waveguides* », Photonics Europe, 20120416 – 20120419, Bruxelles-Belgique (2012).
 - Chaisakul P, Marris-Morini D, **Rouifed M-S**, Isella G, Chrastina D, Frigerio J, Le Roux X, Edmond S, Coudevylle J-R, Vivien L., « *Ge/SiGe Multiple Quantum Well Optoelectronic Devices for silicon photonics* », International SiGe Technology and Device Meeting (ISTDM), 20120604 – 20120606, Berkeley (USA) (2012).

Autres communications

- **M-S Rouifed**, “Ge/SiGe electro-absorption modulator for silicon photonics applications”, siminaire doctorant, IEF, France (2013)
- **M-S Rouifed**, D Marris-Morini, P Chaisakul, J Frigerio, G Isella, D Chrastina, S Edmond, X Le Roux, J-R Coudevylle, D Bouville, and L Vivien, « Electro-absorption modulator based on Ge/SiGe multi-quantum wells » 5th international conference on Si photonics and satellite schooling on Si photonics” Tokyo, Japan, (2013).
- **M-S Rouifed**, D Marris-Morini, P Chaisakul, J Frigerio, G Isella, D Chrastina, S Edmond, X Le Roux, J-R Coudevylle, D Bouville, and L Vivien, « Ge optical modulator waveguide based on QCSE at 1.3 μ m », 15^{eme} édition des Journées Nationales du réseau doctoral en Micro-Nanophotonique (JNRDM), Marseille, France (2012).

Résumé

La photonique silicium est un domaine de recherche en pleine expansion depuis quelques années. Elle est envisagée comme une solution prometteuse pour le remplacement des interconnexions électriques par des liens optiques. A terme, l'intégration de l'optique et de l'électronique sur les mêmes puces doit permettre une augmentation des performances des circuits intégrés, et ainsi proposer des composants à hautes performances et à bas coût.

Dans ce contexte, les travaux menés durant ma thèse ont porté plus spécifiquement sur l'étude de la modulation optique autour de la bande interdite directe et à température ambiante des structures à puits quantiques Ge/SiGe, par effet Stark confiné quantiquement (ESCQ). Des simulations électriques et optiques ont été menées pour concevoir un modulateur fonctionnant à la longueur d'onde de 1.3 μ m. La fabrication et la caractérisation de ce dispositif a permis de démontrer une modulation efficace autour de 1.3 μ m avec des taux de modulation atteignant 6dB. Le second objectif de mon travail a été de concevoir un modulateur intégré sur une plateforme SOI, bénéficiant de structures passives performantes et compactes. Un procédé technologique de fabrication a ensuite été défini et toutes les étapes ont été optimisées pour la réalisation du modulateur intégré avec les guides d'onde. Les résultats préliminaires obtenus avec ces dispositifs sont présentés. Les perspectives de ce travail de thèse concernent la réalisation de circuits intégrés photoniques complexes, intégrant modulateurs, photodétecteurs et structures passives sur le même circuit.

Mots clés : Photonique silicium, modulateur optique, ESCQ, Ge/SiGe, électro-absorption

Abstract

Silicon photonics has generated a great interest for several years, for applications from long-haul optical telecommunication to intra-chip interconnects. The ultimate integration of optics and electronics on the same chip would allow an increase of the integrated circuit performances at low cost.

In this context, the work done during my Ph.D is focused on the study of optical modulation around the direct bandgap of Ge/SiGe quantum well structures, at room temperature, using an electroabsorption effect by Quantum Confined Stark effect (QCSE). Optical and electrical simulations were performed to tune the modulator operating wavelength to 1.3 μ m. Such device has been fabricated and characterized, demonstrating an extinction ratio up to 6dB. The second objective of my work was to design and demonstrate a modulator integrated on SOI waveguide. A technological process has then been optimized and proposed to fabricate such devices. Preliminary experimental results obtained with such component are reported. This work paves the way to the demonstration of complex photonic integrated circuits, including modulators, photodetectors and passive structures on the same chip.

Keys word: Silicon photonics, optical modulator, QCSE, Ge/SiGe, electroabsorption