

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES
EN ELECTRONIQUE

Contribution à la croissance par épitaxie par jets moléculaires d'hétérostructures antimoniées pour des applications électroniques haute fréquence et faible consommation

Document de synthèse

Par

Ludovic Desplanque

Soutenance prévue le 19 janvier 2017 devant la commission d'examen

Membres du Jury :

Dr. Thierry Baron	LTM, Grenoble	Rapporteur
Dr. Jean-Christophe Harmand	C2N, Marcoussis	Rapporteur
Pr. Eric Tournié	IES, Montpellier	Rapporteur
Dr. Jean Fompeyrine	IBM, Zurich	Examinateur
Dr. Pierre Ruterana	CIMAP, Caen	Examinateur
Pr. Gilles Dambrine	IEMN, Lille	Examinateur
Dr. Xavier Wallart	IEMN, Lille	Garant

Table des matières

Introduction	5
I. Parcours et activités d'enseignement et de recherche	7
I.1. Cursus	8
I.2. Activités d'enseignement	9
I.3. Parcours scientifique	10
I.4. Publications & Impact.....	15
Bilan des communications.....	15
Listes des communications	15
I.5. Contrats de recherche et collaborations scientifiques	34
Contrats en cours.....	34
Contrats terminés.....	35
Collaborations nationales et internationales (hors contrat).....	35
I.6. Encadrement scientifique.....	36
I.7. Diffusion scientifique.....	37
I.8. Autres responsabilités	37
II. Hétérostructures antimoniées fortement désadaptées en maille pour l'électronique haute fréquence et faible consommation	39
II.1. Etude des phénomènes de relaxation aux hétéro-interfaces fortement désadaptées GaSb/GaAs et GaSb/GaP	39
La reconstruction de surface, un paramètre clé dans la relaxation.....	41
L'effet de la température de croissance sur le mode de relaxation.....	43
Les effets de l'excès d'antimoine sur la morphologie de croissance	45
Impact des conditions de croissance sur la nature des dislocations d'interface	47
Perspectives.....	49
II.2. Contribution à la croissance métamorphique d'hétérostructures à haute mobilité électronique à base d'InAs.....	51
L'hétérostructure Al(Ga)Sb/InAs : tous les ingrédients pour une excellente conductance bidimensionnelle à température ambiante mais un système difficile à dompter	51
La croissance EJM d'hétérostructures AlSb/InAs pour la haute mobilité électronique	52
Une hétérostructure à haute mobilité électronique intégrée sur Silicium.....	56
La croissance des structures pour composants, une histoire de compromis.....	57
Perspectives pour les hétérostructures AlGaSb/InAs à haute mobilité électronique	61

II.3. Exploration de la filière de matériaux à base de GaInSb.....	62
Les promesses du système AlInSb/GaInSb.....	62
L'adaptation du paramètre de maille.....	62
Le problème du plan de dopage	63
Les propriétés électroniques de l'hétérostructure : discontinuités de bandes et masse effective	64
Quaternaires et hétérostructures pour transistors bipolaires à hétérojonctions.....	65
Conclusion et perspectives pour cette filière de matériaux	67
III. Projets de recherche (en cours et à venir).....	69
III.1. L'épitaxie sélective de matériaux III-V pour MOSFET.....	70
Définition des zones d'accès source/drain par croissance sélective d'In(Ga)As	70
Vers la réalisation de transistors à nanofils III- V avec grille enrobante en technologie planaire ?.....	73
Croissance sélective pour l'intégration monolithique de nanofils d'InAs horizontaux	74
III.2. L'hétérostructure (Al)GaSb/InAs : un candidat de choix pour le transistor à effet tunnel.....	77
Le transistor TFET de type n à hétérostructure AlGaSb/InAs : approche « top-down ».....	79
La croissance localisée d'hétérostructures InAs/AlGaSb	82
L'intégration d'hétérostructures verticales pour transistor tunnel sur Silicium	84
III.3. Vers la réalisation de matériaux 2D artificiels à base de matériaux III-V à faible masse effective	85
Conclusion	87
Bibliographie	88
Sélection d'articles	95

Introduction

En 1999, lorsque je débutais mon stage de DEA à l’Institut d’Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) sous la direction de Jean-François Lampin et Francis Mollot, l’internet et les télécommunications étaient en plein essor avec des besoins sans cesse accrus en débit d’information. Dans ce contexte, la recherche dans le domaine des semiconducteurs III-V pour l’optoélectronique ou l’électronique très haute fréquence battait son plein, augmentant sans cesse les fréquences de coupure des transistors hyperfréquences pour atteindre le domaine des ondes submillimétriques autrement dit la gamme Terahertz ($f > 300$ GHz). A cette époque, les instruments de mesure capables de caractériser complètement ces composants n’existaient pas et c’est ainsi que mes travaux de recherche ont débuté par un travail de thèse consacré à la mise au point d’un banc de caractérisation pour composants THz basé sur l’utilisation d’une chaîne laser femtoseconde. A partir de 2004, recruté en tant que Maître de Conférences à l’Université de Lille 1, ma thématique de recherche a basculé vers l’élaboration de matériaux III-V pour la réalisation de ces composants électroniques ultra-rapides. Par la suite, les progrès en matière de débits d’information ont généré une quantité de données numériques à traiter, analyser ou stocker de plus en plus grande. Pour répondre à cette demande de calcul numérique exponentielle, la technologie des microprocesseurs a cherché à continuer son développement vers des densités d’intégration de portes logiques toujours plus grandes en réduisant toujours plus la longueur de grille des transistors MOS à base de silicium. Mais, alors que cette réduction aurait dû s’accompagner d’une réduction de la tension d’alimentation conformément à la loi de Moore, la technologie CMOS s’est heurtée à un problème insoluble de consommation et de dissipation d’énergie. Dans ce contexte, le domaine d’application des matériaux III-V, auparavant essentiellement limité à l’optoélectronique et aux composants électroniques analogiques « hautes fréquences », s’est étendu aux applications numériques « faible consommation » à tel point que les matériaux III-V à faible masse électronique apparaissent aujourd’hui dans la fameuse « feuille de route » de la technologie CMOS comme une solution crédible pour les futures générations de processeurs à grille plus petite que 10 nm. C’est au cœur de cette problématique que s’inscrivent aujourd’hui mes travaux et projets de recherche.

Dans ce manuscrit, une première partie sera consacrée à la description de mon parcours universitaire et mes activités d’enseignement, d’encadrement scientifique et des différents projets qui m’ont permis de poursuivre mon activité de recherche. Je détaillerai ensuite les différents résultats obtenus concernant l’épitaxie d’hétérostructures antimonées. Enfin, dans la continuité de ce travail, je présenterai un projet de recherche basé sur la croissance localisée de ces matériaux à faible masse effective et sur l’exploitation des propriétés remarquables de ces hétérostructures pour le développement de composants à effet tunnel performants fonctionnant sous très faible tension de polarisation.

I. Parcours et activités d'enseignement et de recherche

I.1. Cursus

Ludovic Desplanque, né le 3 décembre 1977 à Lesquin (France)

Email: ludovic.desplanque@iemn.univ-lille1.fr

- **Maître de Conférences** à l’Université de Lille 1 au sein du département Génie Electrique et informatique Industrielle (GEII) de l’IUT A
- Laboratoire: **IEMN** – Institut d’Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie, Villeneuve-d’Ascq (France). Groupe Epiphy
- Spécialité: Epitaxie et physique des hétérostructures pour l’électronique

FORMATION

2003: **Docteur en microondes et micro-technologies** de l’Université de Lille

Thèse sur la « caractérisation électro-optique de composants THz par échantillonnage Franz-Keldysh sub-picoseconde » à l’Institut d’Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie.

Directeur de thèse : Francis Mollot

Co-encadrant : Jean-François Lampin

2000: Diplôme d’étude approfondi (**DEA**) en électronique et microélectronique à l’université de Lille

2000: Ingénieur généraliste diplômé de l'**Ecole Centrale de Lille**. Option : *Onde, microélectronique et télécommunication*

EXPERIENCE PROFESSIONNELLE

Depuis 2004: **Maître de Conférences (CNU 63)** à l’Université de Lille 1 (département IUT GEII). Rattaché à l’Institut d’Elec

2003-2004: Attaché temporaire d’enseignement et de recherché (**ATER**) à l’Université de Lille 1

2000-2003: Thèse à l’IEMN et **enseignant vacataire** en travaux pratiques de physique à l’ISEN (Institut Supérieur d’Electronique et du Numérique) et l’ICAM (Institut Catholique des Arts et Métiers)

3-7/2000 : Stage de DEA à l’IEMN sous la direction de Jean-François Lampin
« *Génération et détection d’impulsions électromagnétiques THz guidées* »

5-8/1999 : Stage de 2^{ème} année d’école d’ingénieur au Commissariat à l’énergie atomique (CEA, site de Cadarache)
« *Modélisation acoustique appliquée à la télémétrie ultra-sonore en métal liquide* »

I.2. Activités d'enseignement

- **Vacations en cycle préparatoire d'école d'ingénieur à l'ISEN et l'ICAM (2001-2003)**

Travaux pratiques (TP) de physique: optique, électronique, acoustique, électrotechnique, mécanique

- **ATER à l'Université de Lille 1 (2003-2004)**

TD et TP d'électronique, de mécanique et d'informatique industrielle en licence, MASTER EEA et IUT
A département GEII

- **Maître de Conférences à l'IUT GEII (depuis 2004)**

- ✓ TD et TP en informatique industrielle (Semestre 2)

Architecture des systèmes à microprocesseur, informatique embarquée et programmation en différents langages (C, assembleur) de microprocesseurs Intel, Motorola ou Microchip (PIC18F).

- ✓ TD et TP en Etudes et Réalisations (ER semestres 1 et 2)

Technique de conception et de réalisation de circuits imprimés.

Montage de projets pédagogiques à base de composants logiques programmables ou de microcontrôleurs de type Arduino.

Enseignant référent du module ER2.

- ✓ TP d'électronique (S3)

Montages à amplificateurs opérationnels, filtres analogiques et numériques, oscillateurs, boucle à verrouillage de phase, ...

- ✓ Projets tuteurés (S1, S2, S3)

Responsable de l'organisation des projets tuteurés (PT) au département GEII depuis 2010

Enseignant référent des modules PT2 et PT3 depuis 2010.

Encadrement de projets

- ✓ Cours et TD de Physique (S2) (à partir de 2017)

Electromagnétisme, capteurs

Enseignant référent du module P2 (à partir de 2017).

- ✓ Suivis de stage (S4)

Visites en entreprise, jurys de stage

- ✓ Promotion de l'IUT

Coordinateur au sein du département de la promotion de l'IUT vers les lycées depuis 2015

Participation annuelle aux Journées Portes Ouvertes de l'IUT A de Lille (département GEII)

I.3. Parcours scientifique

- *Caractérisation de composants électroniques dans la gamme THz par échantillonnage électro-optique ultra-rapide (2000-2005)*

En 2000, le groupe de Mark Rodwell de l'Université de Californie à Santa-Barbara publiait les caractéristiques d'un Transistor Bipolaire à Hétérojonction dans la filière InAlAs/InGaAs présentant une fréquence maximale d'oscillation de 1,1 THz [1]. Ce résultat était obtenu après une extrapolation sur plus d'une décennie des mesures réalisées entre 70 et 110 GHz. Cet exemple illustre bien les besoins de l'époque en instrumentation électronique très haute fréquence.

C'est dans ce contexte, après un stage de DEA consacré à la génération d'impulsions électromagnétiques THz guidées, que je débutais une thèse à l'IEMN sur l'échantillonnage électro-optique d'impulsions électriques sub-picosecondes pour la caractérisation de composants THz. Au cours de ce travail, j'ai découvert les techniques expérimentales de l'optique ultra-rapide mais aussi la technologie des semiconducteurs III-V puisque ces expériences nécessitaient la réalisation de photocommutateurs et de lignes de transmission THz, premiers dispositifs à caractériser. Les expériences de type « pompe-sonde » utilisées dans l'échantillonnage électro-optique reposent sur deux mécanismes physiques : la photoconduction ultra-rapide permettant de générer des impulsions électriques ultra-courtes à partir d'impulsions laser ultra-brèves et l'interaction électro-optique qui permet de modifier l'intensité ou la polarisation d'une impulsion laser lorsqu'elle traverse une zone de champ électrique au sein d'un matériau électro-optique (Figure 1).

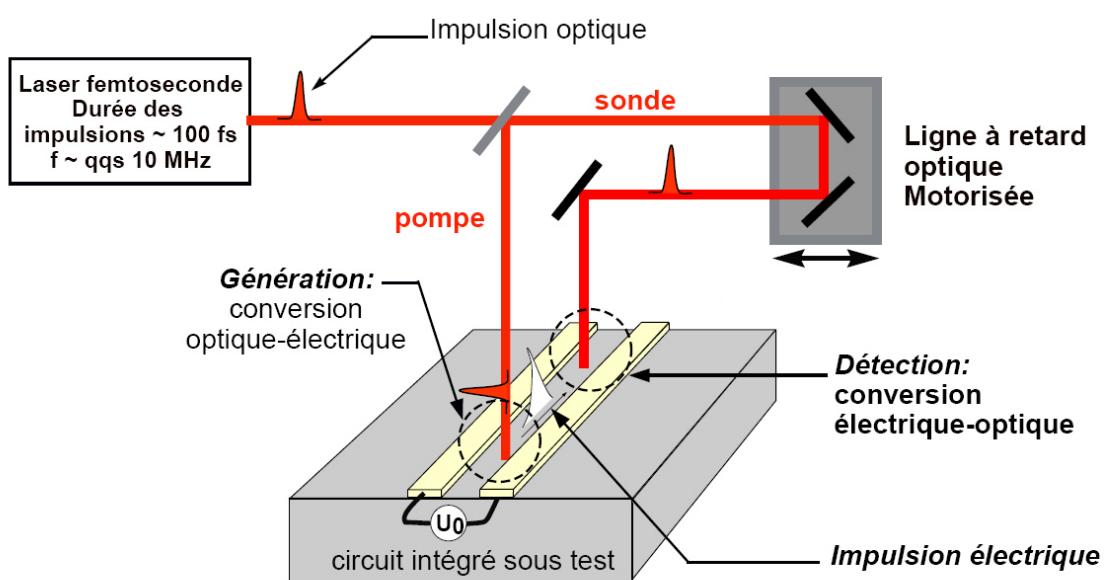


Figure 1– Principe de l'échantillonnage électro-optique ultra-rapide

Par rapport aux méthodes d'échantillonnage préexistantes, l'originalité de mes travaux de thèse a résidé dans la démonstration que l'effet Franz-Keldysh, un effet d'électro-absorption présent dans certains

semiconducteurs et résonant près de la bande interdite, pouvait être utilisé efficacement pour la détection d'impulsions électriques guidées ultra-courtes [2]. Les impulsions électriques étant générées grâce à un photoconducteur ultra-rapide en GaAs épitaxié à basse température (BT), deux solutions ont été proposées pour la mise en place expérimentale de cette technique d'échantillonnage. La première consiste à utiliser deux longueurs d'onde distinctes pour les faisceaux de pompe et sonde et un matériau unique pour la génération et la détection des impulsions électriques (le GaAs BT). La seconde met en œuvre un dispositif avec une longueur d'onde commune mais où deux matériaux avec des énergies de bande interdite différentes sont utilisés pour les deux phases de l'expérience. Dans le deuxième cas, l'incorporation de quelques pourcents d'aluminium dans la couche de GaAs BT permet de décaler l'énergie de bande interdite vers les courtes longueurs d'onde de manière à ce que le faisceau optique de pompe puisse être absorbé dans le GaAs BT alors que le faisceau de sonde traverse lui l'AlGaAs BT avec une longueur d'onde optimisée pour profiter d'un maximum d'effet d'électro-absorption. Afin d'étendre le principe de cette mesure à la caractérisation de différents composants THz, une technique de report des couches épitaxiales de GaAs et d'AlGaAs BT a été développée. Elle consiste à reporter sur le circuit à tester les différents matériaux sous formes de membranes épousant après collage par force de Van der Walls les aspérités des lignes de transmission sur lesquelles on souhaite générer ou détecter l'impulsion électrique (Figure 2a) [3].

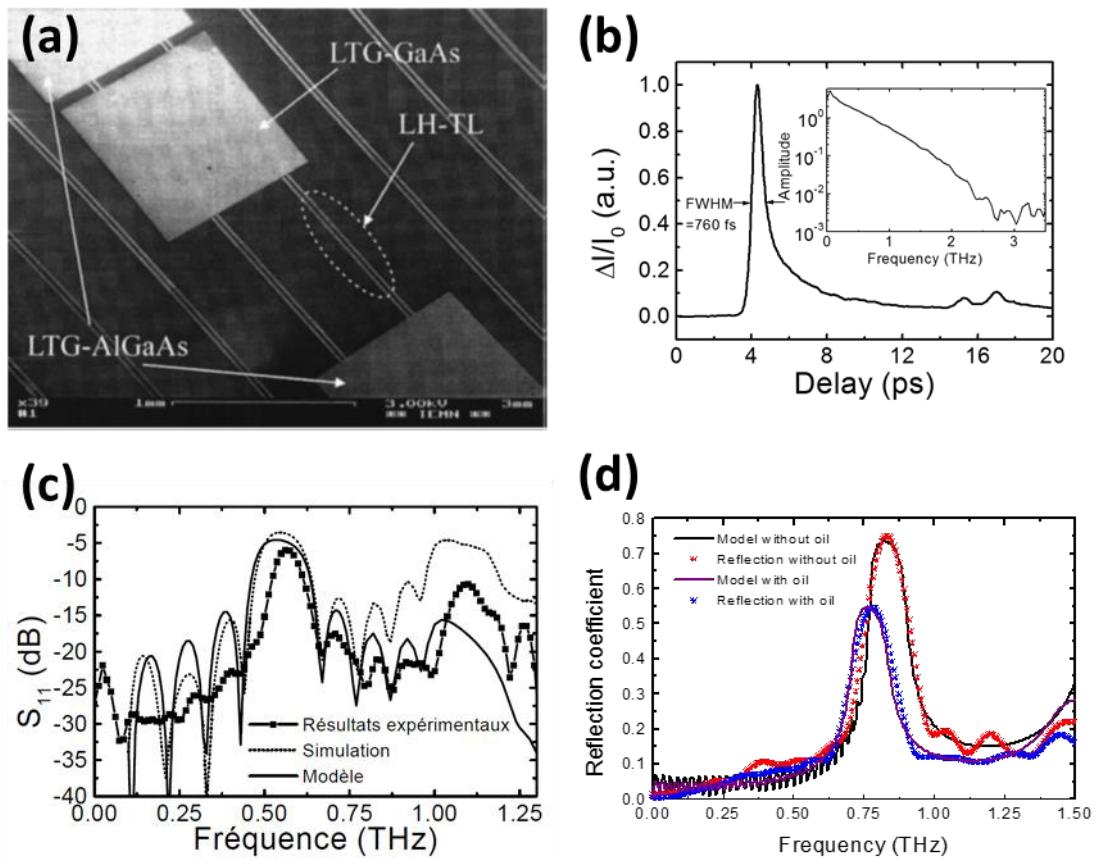


Figure 2 – Exemples de caractérisation de dispositifs THz par la méthode d'échantillonnage Franz-Keldysh : (a) image MEB illustrant la méthode de mesure par report de couches épitaxiales [4], (b) Impulsion électrique incidente sur le dispositif à tester et spectre de Fourier associé (insert) [5], (c) exemple de caractérisation d'un filtre réjecteur sur substrat de quartz [6] et (d) application à la mesure des propriétés d'une huile silicone à 820 GHz [5].

Comme l'illustre la figure 2, cette méthode de génération et détection d'impulsions électriques a permis la caractérisation d'un certain nombre de dispositifs passifs et actifs jusque plus de 1,5 THz [7] [4] [8],

et est encore utilisée aujourd’hui au laboratoire au sein du groupe Photonique THz pour la caractérisation de dispositifs THz avancés.

- ***Epitaxie par jets moléculaires (EJM) d’hétérostructures à base d’InAs pour les composants rapides et/ou faible consommation (2005-...)***

Durant l’année qui a suivi ma thèse, j’étais embauché en temps qu’Attaché Temporaire d’enseignement et de Recherche (ATER) à l’Université de Lille 1. Cette année a été une année charnière dans ma carrière puisqu’en parallèle des nouvelles charges d’enseignement à l’IUT au sein du département Génie Electrique et Informatique Industrielle (GEII) ainsi qu’à l’Université en Licence et Master, je continuais mes activités de recherche consacrées à la caractérisation électro-optique de composants THz tout en préparant le concours de Maître de Conférences. J’obtins ce concours en 2004 sur un poste à l’IUT au département Génie Electrique et Informatique Industrielle (GEII) de Lille pour la partie enseignement et à l’IEMN pour la partie recherche consacrée à l’épitaxie par jets moléculaires de composants à base d’antimoine pour l’électronique ultra-rapide.

L’IEMN avait en effet pour projet le remplacement d’un ancien réacteur d’épitaxie consacré à la croissance d’arséniums par un nouveau bâti d’épitaxie équipé d’une source antimoine mais également de sources d’arsenic et de phosphore. Après une phase de discussion et de mise au point avec la société RIBER, ce réacteur a été installé à l’IEMN en décembre 2004. Durant cette période, j’ai donc entrepris une conversion thématique entre les principes de l’optique ultra-rapide acquis pendant ma thèse et ceux de l’épitaxie par jets moléculaires grâce à l’aide de Xavier Wallart et Francis Mollot. Après avoir utilisé les couches épitaxiales et les avoir gravées et reportées pour les besoins de ma thèse, j’étais désormais passé à l’étape d’élaboration de ces couches, passant de la « topotaxie » [9] à l’épitaxie.

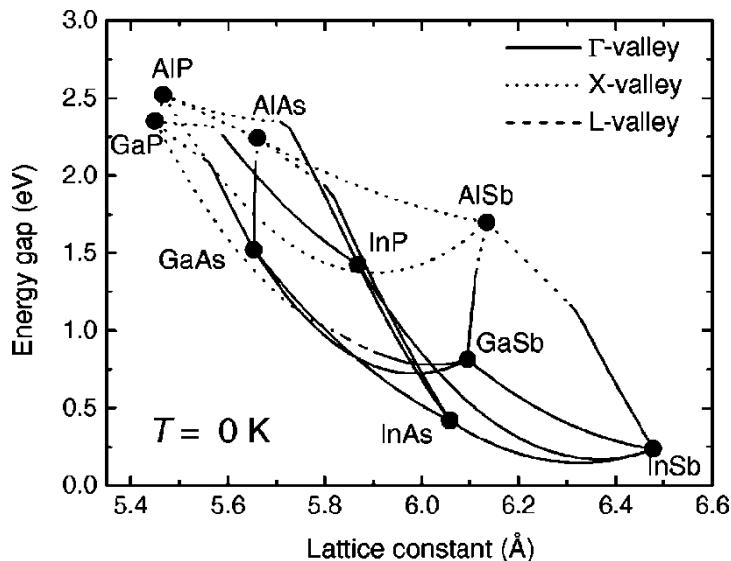


Figure 3– Bande interdite et paramètre de maille des matériaux III-V (hors nitrures)

En 2005, les hétérostructures à modulation de dopage étaient déjà étudiées depuis plusieurs années au laboratoire. Des résultats à l’état de l’art mondial en terme de mobilité électronique avait notamment été obtenus dans le système AlInAs/GaInAs que ce soit en accord de maille sur InP ou grâce à une couche tampon métamorphique sur GaAs. Grâce à ces structures, des transistors HEMTs performants ont pu être réalisés. L’arrivée d’un nouveau réacteur équipé d’une source d’antimoine était donc l’occasion d’exploiter les propriétés électroniques d’un matériau comme InAs qui associé, à une barrière à grand

gap comme AlSb, compose un système parfait pour la haute mobilité électronique à température ambiante. Ces qualités avaient d'ailleurs déjà été mises en évidence depuis la fin des années 1980 par d'illustres pionniers : d'abord Léo Esaki qui montra les propriétés inédites d'alignements de bandes entre InAs, GaSb et AlSb puis Herbert Kroemer à l'Université de Santa Barbara en Californie qui étudia les propriétés de transport électronique dans des puits AlSb/InAs/AlSb. Des mobilités électroniques bien supérieures à $20\,000 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ furent démontrées pour des densités surfaciques de charges dans le canal InAs allant jusqu'à 3 à $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Ces résultats ont été obtenus par une croissance métamorphique sur substrat GaAs, présentant un désaccord de maille d'environ 7% avec l'hétérostructure AlSb/InAs (Figure 3).

Curieusement, aucune croissance sur substrat d'InP, certes plus coûteux mais moins désadapté (~4%), n'avait été entreprise, ou tout au moins reportée. Dans la continuité des activités de l'IEMN sur les HEMTs haute fréquence, nous avons naturellement entrepris la croissance de ce type de structure dans la filière AlSb/InAs avec pour objectif la réalisation d'amplificateurs faible bruit haute fréquence et faible consommation en collaboration avec le groupe ANODE de l'IEMN ou l'Université de Chalmers en Suède pour la technologie des dispositifs. L'optimisation des propriétés de transport à basse température de ces hétérostructures était également importante pour pouvoir les utiliser dans des expériences d'interférences quantiques nécessitant des gaz d'électrons bidimensionnels avec une grande cohérence de phase en collaboration avec l'Institut Néel et l'Université Catholique de Louvain la neuve en Belgique.

- ***EJM d'hétérostructures à base d'InGaSb pour des transistors à hautes mobilité électronique ou pour des transistors bipolaires à hétérojonctions (2008-2011)***

L'hétérostructure AlSb/InAs présente les caractéristiques idéales pour l'obtention de très bonnes propriétés de transport à température ambiante (faible masse effective et large discontinuité de bande de conduction). Cependant, son caractère de type II (niveau d'énergie maximum de la bande de valence d'AlSb supérieur au niveau d'énergie minimum de la bande de conduction d'InAs) conduit à un certain nombre de limites pour les performances des transistors à effet de champ puisque l'absence de confinement pour les trous au niveau du canal conduit à des courants de fuite importants vers la grille Schottky ou vers la couche tampon. Pour pallier à ce problème, nous avons exploré la filière des matériaux antimoniés adaptés en maille à 6,3 Å : il s'agit du système $\text{Al}_{0.56}\text{In}_{0.44}\text{Sb}/\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Sb}$. Bien que la résolution des équations de Schrödinger nous montre que ce système, qui ressemble fortement à son cousin AlInAs/GaInAs accordé en maille sur InP, est potentiellement très intéressant pour l'obtention d'hétérostructures de type I avec une faible masse effective électronique (voire même pour les trous), aucun résultat n'avait encore été reporté dans cette filière. La principale raison à cela est qu'il n'existe pas de substrat adapté en maille à 6,3 Å : une approche métamorphique est donc obligatoire. Avant de pouvoir vérifier les promesses de ce système, j'ai donc mené cette étude d'adaptation en maille à partir d'un substrat InP grâce à la collaboration d'un post-doctorant, Gabriel Delhaye, qui par la suite intégrera l'Université de Rennes en tant que maître de conférences.

Après le développement d'une couche tampon suffisamment efficace pour relaxer la contrainte induite par le désaccord de maille avec InP avec une épaisseur, un taux de défauts émergents et une rugosité de surface acceptables, nous avons pu explorer les propriétés des hétérostructures AlInSb/GaInSb, notamment les alignements de bande et démontrer des mobilités électroniques supérieures à $25\,000 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ à température ambiante. Cette étude nous a également permis de développer des structures mettant en œuvre l'alliage quaternaire AlInAsSb pour la réalisation de transistors bipolaires à

hétérojonction à base GaInSb, les composants étant réalisés par Estelle Mairiaux dans le cadre de sa thèse dirigée par Mohammed Zaknoune [10].

- ***Etude par EJM de la relaxation de contrainte par réseau de dislocations d'interface pour les systèmes III-V fortement désadaptés en maille (2008-...)***

Le principal frein au développement des filières présentant un paramètre de maille égal ou au-delà de 6,1 Å pour l'électronique est l'absence de substrats commerciaux adaptés en maille et disponibles en grande taille. Le recours à la croissance métamorphique sur substrat de GaAs ou Si pour palier à ce problème induit souvent une quantité de défauts émergents rédhibitoire pour la fiabilité de ces filières. Durant ces dernières années, nous nous sommes donc attelés à essayer de réduire ces défauts en utilisant un mode de relaxation par réseau de dislocations confiné à l'interface entre le substrat et le matériau désadapté en maille. Cette étude menée durant la thèse de Salim El Kazzi que j'ai co-encadrée avec Xavier Wallart a permis de développer des collaborations avec le groupe de microscopie électronique du CIMAP à Caen dirigé par Pierre Ruterana mais également l'Université de Marburg en Allemagne travaillant sur la croissance de GaP/Si par MOCVD. Nous avons ainsi pu montrer l'intégration monolithique d'hétérostructures à canal InAs sur substrat de silicium grâce à des plateformes commerciales GaP/Si développées par la société NASP III/V, start-up de l'Université de Marburg.

- ***Croissance localisée par EJM d'hétérostructures antimoniées pour l'électronique faible consommation (MOSFET, TFET) (depuis 2013)***

Ces travaux ont ouvert des perspectives très intéressantes pour les matériaux III-V à faible masse effective dans l'électronique numérique faible consommation. L'une des voies actuellement développées par des laboratoires industriels comme Intel est la filière finFET CMOS. Pour aller au-delà de la limite intrinsèque en tension d'alimentation imposée par le mécanisme thermo-ionique sur lequel repose ce type de transistors, une autre voie plus exploratoire consiste à utiliser l'effet tunnel interbandes. Les performances de ces transistors à effet tunnel (TFET) en termes de courant dans l'état passant sont cependant bien inférieures à celle de la technologie CMOS lorsqu'on utilise des matériaux à large bande interdite. Au contraire, les alignements inédits du système InAs/GaSb/AlSb offrent des perspectives très intéressantes pour obtenir des dispositifs alliant une très faible « pente sous le seuil » et un courant élevé dans l'état passant. C'est ce projet de recherche financé dans le cadre de l'appel à projet ANR Jeune Chercheur Jeune Chercheuse 2012 que je coordonne depuis février 2013 avec le co-encadrement de deux étudiants en thèse : Vinay Kumar Chinni dont le travail porte sur la réalisation de TFETs verticaux dans la filière AlGaSb/InAs et Maria Fahed qui étudie la croissance sélective par épitaxie par jets moléculaires. Comme nous le verrons, cette technique offre des perspectives intéressantes pour le développement et l'intégration de ces technologies sur Silicium. Enfin, depuis octobre 2015, je co-encadre la thèse d'Alexandre Bucamp visant à utiliser la croissance sélective pour le développement d'hétérostructures où les effets de confinement quantique permettraient d'améliorer l'efficacité de commutation des transistors à effet tunnel.

I.4. Publications & Impact

Bilan des communications

54 RICL, 71 CICL et 36 Conférences nationales

<i>Publications dans des revues internationales avec comité de lecture</i>	54
<i>Communications avec actes dans un congrès international</i>	45
<i>Conférences invitées</i>	6
<i>Communications avec actes dans un congrès national</i>	15
<i>Communications orales sans actes dans un congrès international ou national</i>	21
<i>Communications par affiche dans un congrès international ou national</i>	23
<i>Chapitre d'ouvrage scientifique</i>	1

Bibliométrie: > 500 citations, H factor = 14 (ISI Web of Science)

Listes des communications

Articles dans des revues internationales avec comité de lecture (54) 2016

[2016_1] *Influence of doping and tunneling interface stoichiometry on n⁺In_{0.5}Ga_{0.5}As/p⁺GaAs_{0.5}Sb_{0.5} Esaki diode behavior*, EL KAZZI S., ALIREZA A., MENDES BORDALLO C.C., SMETS Q., DESPLANQUE L., WALLART X., RICHARD O., DOUHARD B., VERHULST A., COLLAERT N., MERCKLING C., HEYNS M., THEAN A., **ECS Trans.** 72, 3 (2016) 73-80

[2016_2] *Hole localization energy of 1.18 eV in GaSb quantum dots embedded in GaP* BONATO L., FIRAT ARIKAN I., DESPLANQUE L., COINON C., WALLART X., WANG Y., RUTERANA P., BIMBERG D., **Phys. Status Solidi B-Basic Solid State Phys.** 253, 1869 (2016) 5 pages

[2016_3] *Selective area heteroepitaxy of GaSb on GaAs (001) for in-plane InAs nanowire achievement*, FAHED M., DESPLANQUE L., TROADEC D., PATRIARACHE G., WALLART X., **Nanotechnology** (in press)

[2016_4] *V-shaped InAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}Sb Vertical Tunnel FET on GaAs (001) Substrate with I_{ON}=433 μA.μm⁻¹ at V_{DS}= 0.5V*, CHINNI V.K., ZAKNOUNE M., COINON C., MORGENROTH L., TROADEC D., WALLART X., DESPLANQUE L., submitted to **IEEE J. Electron Device Society**

2015

[2015_1] *Formation of quantum dots in the potential fluctuations of InGaAs heterostructures probed by scanning gate microscopy*, LIU P., MARTINS F., HACKENS B., DESPLANQUE L., WALLART X., PALA M.G., HUANT S., BAYOT V., SELLIER H., **Phys. Rev. B** 91, 7 (2015) 075313

[2015_2] *Impact of P/In flux ratio and epilayer thickness on faceting for nanoscale selective area growth of InP by molecular beam epitaxy*, FAHED M., DESPLANQUE L., COINON C., TROADEC D., WALLART X., **Nanotechnology** 26, 29 (2015) 295301

[2015_3] *Nanochannel diodes based on InAs/Al₈₀Ga₂₀Sb heterostructures : fabrication and zero-bias detector properties*, WESTLUND A., NILSSON P.Å., SANGARE P., DUCOURNAU G., GAQUIERE C., DESPLANQUE L., WALLART X., GRAHN J., **J. Vac. Sci. Technol. B** 33, 2 (2015) 021207

[2015_4] *Optimization and small-signal modeling of zero-bias InAs self-switching diode detectors*, WESTLUND A., SANGARÉ P., DUCOURNAU G., IÑIGUEZ-DE-LA-TORRE I., NILSSON P.Å., GAQUIÈRE C., DESPLANQUE L., WALLART X., MILLITHALER J.F., GONZÁLEZ T., MATEOS J., GRAHN J., **Solid-State Electron.** 104 (2015) 79-85

2014

[2014_1] *100nm AlSb/InAs HEMT for ultra-low-power consumption, low-noise applications*, GARDÈS C., BAGUMAKO S., DESPLANQUE L., WICHMANN N., BOLLAERT S., DANNEVILLE F., WALLART X., ROELENS Y., **Sci. World J.** (2014) p. 136340

[2014_2] *Comparison of shallow-mesa InAs/AlSb HEMTs with and without early-protection for long-term stability against Al(Ga)Sb oxidation*, LEFEBVRE E., MOSCHETTI G., MALMKVIST M., DESPLANQUE L., WALLART X., GRAHN J., **Semicond. Sci. Technol.**, 29, 3 (2014) p. 035010.

[2014_3] *On the effect of δ-doping in self-switching diodes*, WESTLUND A., INIGUEZ-DE-LA-TORRE I., NILSSON P.A., GONZALEZ T., MATEOS J., SANGARE P., DUCOURNAU G., GAQUIERE C., DESPLANQUE L., WALLART X., GRAHN J., **Appl. Phys. Lett.**, 105, 9 (2014) p. 093505.

[2014_4] *Influence of nanoscale faceting on the tunneling properties of near broken gap InAs/AlGaSb heterojunctions grown by selective area epitaxy*, DESPLANQUE L., FAHED M., HAN X., TROADEC D., CHAUVAT M.-P., RUTERANA P., and WALLART X., **Nanotechnology**, 25, 46 (2014) 465302

2013

[2013_1] *Antimony mediated control of misfit dislocation and strain at the highly lattice mismatched GaSb/GaAs interface*, WANG Y., RUTERANA P., CHEN J., KRET S., EL KAZZI S., GENEVOIS C., DESPLANQUE L., WALLART X., **ACS Appl. Mater. Interfaces**, 5, 19 (2013) 9760-9764

[2013_2] *DC, RF and noise performance of InAs/AlSb HEMTs with in situ CVD SiNx-film for early-protection against oxidation*, MOSCHETTI G., LEFEBVRE E., FAGERLIND M., NILSSON P.A., DESPLANQUE L., WALLART X., GRAHN J., **Solid-State Electron.**, 87 (2013) 85-89

[2013_3] *Terahertz detection in zero-bias InAs self-switching diodes at room temperature*, WESTLUND A., SANGARE P., DUCOURNAU G., NILSSON P.A., GAQUIERE C., DESPLANQUE L., WALLART X., GRAHN J., **Appl. Phys. Lett.**, 103, 13 (2013) 133504

[2013_4] *Coherent tunneling across a quantum point contact in the quantum Hall regime*, MARTINS F., FANIEL S., ROSENOW B., SELLIER H., HUANT S., PALA M.G., DESPLANQUE L., WALLART X., BAYOT V., HACKENS B., **Scientific Reports**, 3 (2013) 1416

[2013_5] *Numerical and experimental assessment of charge control in III-V nano-metal-oxide-semiconductor field-effect transistor*, SHI M., SAINT-MARTIN J., BOURNEL A., QUERLIOZ D., DOLLFUS P., MO J.J., WICHMANN N., DESPLANQUE L., WALLART X., DANNEVILLE F., BOLLAERT S., **J. Nanosci. Nanotechnol.**, 13, 2 (2013) 771-775

[2013_6] *Scanning gate spectroscopy of transport across a quantum Hall nano-island*, MARTINS F., FANIEL S., ROSENOW B., PALA M.G., SELLIER H., HUANT S., DESPLANQUE L., WALLART X., BAYOT V., HACKENS B., *New J. Phys.*, 15, 1 (2013) 013049-1-10

[2013_7] *The source of the threading dislocation in GaSb/GaAs hetero-structures and their propagation mechanism*, WANG Y., RUTERANA P., KRET S., EL KAZZI S., DESPLANQUE L., WALLART X., *Appl. Phys. Lett.*, 102, 5 (2013) 052102-1-5

[2013_8] *True planar InAs/AlSb HEMTs with ion-implantation technique for low-power cryogenic applications*, MOSCHETTI G., ABBASI M., NILSSON P.A., HALLEN A., DESPLANQUE L., WALLART W., GRAHN J., *Solid-State Electron.*, 79 (2013) 268-273

2012

[2012_1] *AlSb nucleation induced anisotropic electron mobility in AlSb/InAs heterostructures on GaAs*, DESPLANQUE L., EL KAZZI S., CODRON J.L., WANG Y., RUTERANA P., MOSCHETTI G., GRAHN J., WALLART X., *Appl. Phys. Lett.*, 100, 26 (2012) 262103-1-4

[2012_2] *Cryogenic InAs/AlSb HEMT wideband low-noise IF amplifier for ultra-low-power applications*, MOSCHETTI G., WADEFALK N., NILSSON P.A., ABBASI M., DESPLANQUE L., WALLART X., GRAHN J., *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, 22, 3 (2012) 144-146

[2012_3] *Growth mode dependence of misfit dislocation configuration at lattice mismatched III-V semiconductor interfaces*, WANG Y., RUTERANA P., DESPLANQUE L., EL KAZZI S., WALLART X., *EPL-Europhys. Lett.*, 97, 6 (2012) 68011-1-6

[2012_4] Interplay between Sb flux and growth temperature during the formation of GaSb islands on GaP, EL KAZZI S., DESPLANQUE L., WALLART X., WANG Y., RUTERANA P., *J. Appl. Phys.*, 111, 12 (2012) 123506-1-5

[2012_5] Mechanism of formation of the misfit dislocations at the cubic materials interfaces , WANG Y., RUTERANA P., KRET S., CHEN J., EL KAZZI S., DESPLANQUE L., WALLART X., *Appl. Phys. Lett.*, 100 , 26 (2012) 262110-1-5

[2012_6] Monolithic integration of high electron mobility InAs-based heterostructure on exact (001) silicon using a GaSb/GaP accommodation layer, DESPLANQUE L., EL KAZZI S., COINON C., ZIEGLER S., KUNERT B., BEYER A., VOLZ K., STOLZ W., WANG Y., RUTERANA P., WALLART X., *Appl. Phys. Lett.*, 101, 14 (2012) 142111-1-4

[2012_7] Planar InAs/AlSb HEMTs with ion-implanted isolation, MOSCHETTI G., NILSSON P.A., HALLEN A., DESPLANQUE L., WALLART X., GRAHN J., *IEEE Electron Device Lett.*, 33, 4 (2012) 510-512

[2012_8] Strain relief and growth optimization of GaSb on GaP by molecular beam epitaxy, WANG Y., RUTERANA P., CHEN J., DESPLANQUE L., EL KAZZI S., WALLART X., *J. Phys.-Condens. Matter*, 24, 33 (2012) 335802-1-7

[2012_9] Transport inefficiency in branched-out mesoscopic networks : an analog of the Braess paradox, PALA M.G., BALTAZAR S., LIU P., SELLIER H., HACKENS B., MARTINS F., BAYOT V., WALLART X., DESPLANQUE L., HUANT S., *Phys. Rev. Lett.*, 108, 7 (2012) 076802-1-5

2011

[2011_1] InAs/AlSb HEMTs for cryogenic LNAs at ultra-low power dissipation, MOSCHETTI G., WADEFALK N., NILSSON P.A., ROELENS Y., NOUDEVIVA A., DESPLANQUE L., WALLART X., DANNEVILLE F., DAMBRINE G., BOLLAERT S., GRAHN J. , *Solid-State Electron.*, 64, 1 (2011) 47-53

[2011_2] Investigation of the anisotropic strain relaxation in GaSb islands on GaP, WANG Y., RUTERANA P., LEI H.P., CHEN J., KRET S., EL KAZZI S., DESPLANQUE L., WALLART X., *J. Appl. Phys.*, 110, 4 (2011) 043509-1-8

[2011_3] On the imaging of electron transport in semiconductor quantum structures by scanning-gate microscopy : successes and limitations, SELLIER H., HACKENS B., PALA M.G., MARTINS F., BALTAZAR S., WALLART X., DESPLANQUE L., BAYOT V., HUANT S., *Semicond. Sci. Technol.*, 26, 06 (2011) 064008-1-10

[2011_4] Strain relief at the GaSb/GaAs interface versus substrate surface treatment and AlSb interlayer thickness, WANG Y., RUTERANA P., DESPLANQUE L., EL KAZZI S., WALLART X., *J. Appl. Phys.*, 109, 2 (2011) 023509-1-6

2010

[2010_1] Anisotropic transport properties in InAs/AlSb heterostructures, MOSCHETTI G., ZHAO H., NILSSON P.A., WANG S., KALABUKHOV A., DAMBRINE G., BOLLAERT S., DESPLANQUE L., WALLART X., GRAHN J., *Appl. Phys. Lett.*, 97, 24 (2010) 243510-1-3

[2010_2] Electronic properties of the high electron mobility Al_{0.56}In_{0.44}Sb/Ga_{0.5}In_{0.5}Sb heterostructure, DESPLANQUE L., VIGNAUD D., GODEY S., CADIO E., PLISSARD S., WALLART X., LIU P., SELLIER H., *J. Appl. Phys.*, 108, 4 (2010) 043704-1-6

[2010_3] GaSb/GaP compliant interface for high electron mobility AlSb/InAs heterostructures on (001) Gap, EL KAZZI S., DESPLANQUE L., COINON C., WANG Y., RUTERANA P., WALLART X., *Appl. Phys. Lett.*, 97, 19 (2010) 192111-1-3

[2010_4] Imaging Coulomb islands in a quantum Hall interferometer, HACKENS B., MARTINS F., FANIEL S., DUTU C.A., SELLIER H., HUANT S., PALA M., DESPLANQUE L., WALLART X., BAYOT V., *Nature Commun.*, 1 (2010) 39-1-6

[2010_5] Improvement of ohmic contacts to In_{0.65}Ga_{0.35}Sb using Mo refractory metal and surface preparation for 6.3 Å heterojunction bipolar transistors, MAIRIAUX E., DESPLANQUE L., WALLART X., ZAKNOUNE M., *J. Vac. Sci. Technol. B*, 28, 1 (2010) 17-20

[2010_6] Microwave performance of InAlAsSb/In_{0.35}Ga_{0.65}Sb/InAlAsSb double heterojunction bipolar transistors, MAIRIAUX E., DESPLANQUE L., WALLART X., ZAKNOUNE M., *IEEE Electron Device Lett.*, 31, 4 (2010) 299-301

[2010_7] Sb-HEMT : toward 100-mV cryogenics electronics, NOUDEVIVA A., ROELENS Y., DANNEVILLE F., OLIVIER A., WICHMANN N., WALDHOFF N., LEPILLIET S., DAMBRINE G., DESPLANQUE L., WALLART X., MOSCHETTI G., GRAHN J., BOLLAERT S., *IEEE Trans. Electron Devices*, 57, 8 (2010) 1903-1909

2009

[2009_1] *Gate-recess technology for InAs/AlSb HEMTs*, LEFEBVRE E., MALMKVIST M., BORG M., DESPLANQUE L., WALLART X., DAMBRINE G., BOLLAERT S., GRAHN J., *IEEE Trans. Electron Devices*, 56, 9 (2009) 1904-1911

2008

[2008_1] *Comparative Sb and As segregation at the InP on GaAsSb interface*, WALLART X., GODEY S., DOUVRY Y., DESPLANQUE L., *Appl. Phys. Lett.*, 93, 12 (2008) 123119-1-3

[2008_2] *Effect of gate length in InAs/AlSb HEMTs biased for low power or high gain*, BORG M., LEFEBVRE E., MALMKVIST M., DESPLANQUE L., WALLART X., ROELENS Y., DAMBRINE G., CAPPY A., BOLLAERT S., GRAHN J., *Solid-State Electron.*, 52, 5 (2008) 775-781

[2008_3] *Electrical characterization and small-signal modeling of InAs/AlSb HEMTs for low-noise and high-frequency applications*, MALMKVIST M., LEFEBVRE E., BORG M., DESPLANQUE L., WALLART X., DAMBRINE G., BOLLAERT S., GRAHN J., *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 56, 12 (2008) 2685-2691

[2008_4] *Electro-absorption sampling at terahertz frequencies in III-V semiconductors*, LAMPIN J.F., DESPLANQUE L., MOLLOT F., *C. R. Phys.*, 9, 2 (2008) 153-160

[2008_5] *Metamorphic high electron mobility Te-doped AlInSb/GaInSb heterostructures on InP (001)*, DELHAYE G., DESPLANQUE L., WALLART X., *J. Appl. Phys.*, 104, 6 (2008) 066105-1-3

2007

[2007_1] *High mobility metamorphic AlSb/InAs heterostructures grown on InP substrates*, DESPLANQUE L., VIGNAUD D., WALLART X., *J. Cryst. Growth*, 301-302, april (2007) 194-198

[2007_2] *Integrated terahertz TEM horn antenna*, PEYTAVIT E., LAMPIN J.F., AKALIN T., DESPLANQUE L., *Electron. Lett.*, 43, 2 (2007) 73-75

2005

[2005_1] *Experimental evidence of backward wave on terahertz left-handed transmission lines*, CREPIN T., LAMPIN J.F., DECOOPMAN T., MELIQUE X., DESPLANQUE L., LIPPENS D., *Appl. Phys. Lett.*, 87, 10 (2005) 104105-1-3

2004

[2004_1] *Generation and detection of terahertz pulses using post-process bonding of low-temperature-grown GaAs and AlGaAs*, DESPLANQUE L., LAMPIN J.F., MOLLOT F., *Appl. Phys. Lett.*, 84, 12 (2004) 2049-2051

2003

[2003_1] *Shock wave coupling between terahertz transmission lines on GaAs*, DESPLANQUE L., PEYTAVIT E., LAMPIN J.F., LIPPENS D., MOLLOT F., *Appl. Phys. Lett.*, 83, 12 (2003) 2483-2485

2002

[2002_1] *Terahertz electromagnetic generation via optical frequency difference*, PEYTAVIT E., MOURET G., LAMPIN J.F., ARSCOTT S., MASSELIN P., DESPLANQUE L., VANBÉSIEN O., BOCQUET R., MOLLOT F., LIPPENS D., *IEE Proc., Optoelectron.*, 149, 3 (2002) 82-87

[2002_2] *Terahertz frequency difference from vertically integrated low temperature grown GaAs photodetector*, PEYTAVIT E., ARSCOTT S., LIPPENS D., MOURET G., MATTON S., MASSELIN P., BOCQUET R., LAMPIN J.F., DESPLANQUE L., MOLLOT F., *Appl. Phys. Lett.*, 81, 7 (2002) 1174-1176

2001

[2001_1] *Detection of picosecond electrical pulses using the intrinsic Franz-Keldysh effect*, LAMPIN J.F., DESPLANQUE L., MOLLOT F., *Appl. Phys. Lett.*, 78, 26 (2001) 4103-4105

Conférences invitées (6)

2010

[2010_I1] *MBE growth of antimony-based heterostructures for microelectronic applications*, WALLART X., DESPLANQUE L., VIGNAUD D., PLISSARD S., DELHAYE G., YAREKHA D., BOLLAERT S., ROELENS Y., NOUDEWIWA A., DANNEVILLE F., OLIVIER A., WICHMANN N., ZAKNOUNE M., MAIRIAUX E., DAMBRINE G., GRAHN J., MOSCHETTI G., NILSSON P.A., MALMKVIST M., LEFEBVRE E., 10th Expert Evaluation & Control of Compound Semiconductor Materials & Technologies, **EXMATEC 2010**, Darmstadt/Seeheim, Germany, may 19-21, 2010

[2011_I2] *Scanning-gate microscopy of semiconductor nanostructures : an overview*, MARTINS F., HACKENS B., SELLIER H., LIU P., PALA M.G., BALTAZAR S., DESPLANQUE L., WALLART X., BAYOT V., HUANT S., XXXIX 'Jaszowiec' International School and Conference on the Physics of Semiconductors, Krynica-Zdrój, Poland, june 19-24, 2010 (*Acta Phys. Pol. A*, 119, 5 (2011) 569-575)

2009

[2009_I1] *Narrow band gap III-V based-FET for ultra low power high frequency analog applications*, DAMBRINE G., BOLLAERT S., ROELENS Y., NOUDEWIWA A., DANNEVILLE F., OLIVIER A., WICHMANN N., DESPLANQUE L., WALLART X., GRAHN J., MOSCHETTI G., NILSSON P.A., MALMKVIST M., LEFEBVRE E., Proceedings of the 67th **Device Research Conference**, State College, PA, USA, june 22-24, 2009, 149-151

2007

[2007_I1] *Left handed metamaterials at terahertz frequencies*, the Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 15th International Conference on Terahertz Electronics, **IRMMW-THz 2007**, Cardiff, Wales, United Kingdom, september 2-7, 2007, 866-868

[2007_I2] *Optoelectronic THz signal generation and use in component characterization*, LAMPIN J.F., DESPLANQUE L., AKALIN T., PEYTAVIT E., BECK A., OFFRANC O., MOLLOT F., **European Microwave Week**, Workshop 'From THz devices to systems : Design, Modeling, Processes and Characterization', Munich, Germany, october 8-12, 2007

2005

[2005_I1] Mesures électro-optiques THz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde, DESPLANQUE L., LAMPIN J.F., MOLLOT F., *7èmes Journées des Phénomènes Ultra-rapides*, Villeneuve d'Ascq, France, 5-7 décembre, 2005, 24

Communications avec actes dans un congrès international (45)

2016

[2016_C1] Influence of doping and tunneling interface stoichiometry on $n^+In_{0.5}Ga_{0.5}As/p^+GaAs_{0.5}Sb_{0.5}$ Esaki diode behavior EL KAZZI S., ALIREZA A., MENDES BORDALLO C.C., SMETS Q., DESPLANQUE L., WALLART X., RICHARD O., DOUHARD B., VERHULST A., COLLAERT N., MERCKLING C., HEYNS M., THEAN A. *229th Meeting of the Electrochemical Society, 229th ECS Meeting, San Diego, CA, USA, may 29-june 2, 2016, Session G01*

2014

[2014_C1] Atomistic modeling and HAADF investigations of misfit and threading dislocations in GaSb/GaAs hetero-structures for applications in high electron mobility transistors, RUTERANA P., WANG Y., CHEN J., CHAUVAT M.P., EL KAZZI S., DESPLANQUE L., WALLART X., 10th International Conference of Computational Methods in Sciences and Engineering, **ICCMSE 2014**, Athens, Greece, april 4-7, 2014, session 13 - Tools, methods and applications for LDSSAIP Conf. Proc. 1618 (2014) 51-55

[2014_C2] InAs/AlGaSb Esaki tunnel diodes grown by selective area epitaxy on GaSb (001) substrate, DESPLANQUE L., HAN X.L., FAHED M., CHINNI V.K., TROADEC D., CHAUVAT M.P., RUTERANA P., WALLART X., Proceedings of 26th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM 2014, Compound Semiconductor Week, **CSW 2014**, Montpellier, France, may 11-15, 2014, paper Mo-C1-6

[2014_C3] Influence of an interfacial $Al_xIn_{1-x}Sb$ layer on the strain relaxation and surface morphology of thin GaSb layers epitaxially grown on GaAs(001), DANOV M., ANGRY P.F., GAVREL J., BRILLARD C., DESPLANQUE L., WANG Y., RUTERANA P., WALLART X., Proceedings of 41st International Symposium on Compound Semiconductor, ISCS 2014, Compound Semiconductor Week, **CSW 2014**, Montpellier, France, may 11-15, 2014, paper Tu-D1-6

2013

[2013_C1] 200 GHz communication system using unipolar InAs THz rectifiers, DUCOURNAU G., WESTLUND A., SANGARE P., GAQUIERE C., NISLON P.A., DESPLANQUE L., CODRON J.L., WALLART X., INIGUEZ DE LA TORRE I., MILLITHALER J.F., GONZALES T., MATEOS J., GRAHN J., Proceedings of 38th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, **IRMMW-THz 2013**, Mainz, Germany, september 1-6, 2013, paper MO11-3

[2013_C2] 120nm AlSb/InAs HEMT without gate recess : 290GHz fT and 335GHz fmax, GARDES C., BAGUMAKO S.M., DESPLANQUE L., WICHMANN N., DANNEVILLE F., BOLLAERT S., WALLART X., ROELENS Y., Proceedings of 25th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM 2013**, Kobe, Japan, may 19-23, 2013, paper MoPI-25

[2013_C3] *Cryogenic DC characterization of InAs/Al₈₀Ga₂₀Sb self-switching diodes*, WESTLUND A., MOSCHETTI G., NILSSON P.A., GRAHN J., DESPLANQUE L., WALLART X., Proceedings of 25th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM 2013**, Kobe, Japan, may 19-23, 2013, paper MoPI-20

2012

[2012_C1] *Cryogenic operation of InAs/AlSb HEMT hybrid LNAs*, MOSCHETTI G., WADEFALK N., NILSSON P.A., ABBASI M., DESPLANQUE L., WALLART X., GRAHN J., Proceedings of 7th **European Microwave Integrated Circuits Conference**, EuMIC 2012, Amsterdam, The Netherlands, october 29-october 30, 2012, 373-376

[2012_C2] *Locating an individual quantum hall island inside a quantum ring*, MARTINS F., FANIEL S., PALA M.G., SELLIER H., HUANT S., DESPLANQUE L., WALLART X., BAYOT V., HACKENS B. , 31st International Conference on the Physics of Semiconductors, **ICPS 2012**, Zurich, Switzerland, july 29-august 3, 2012, AIP Conf. Proc. 1566 (2012) 299-300

[2012_C3] *Planning the electron traffic in semiconductor networks : a mesoscopic analog of the Braess paradox encountered in road networks*, HUANT S., BALTAZAR S., LIU P., SELLIER H., HACKENS B., MARTINS F., BAYOT V., WALLART X., DESPLANQUE L., PALA M.G., 31st International Conference on the Physics of Semiconductors, **ICPS 2012**, Zurich, Switzerland, july 29-august 3, 2012, AIP Conf. Proc. 1566 (2012) 229-230

[2012_C4] *Lattice matched and pseudomorphic InGaAs MOSHEMT with ft of 200GHz*, MO J.J., WICHMANN N., ROELENS Y., ZAKNOUNE M., DESPLANQUE L., WALLART X., BOLLAERT S., Proceedings of 24th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM 2012**, Santa Barbara, CA, USA, august 27-30, 2012, 44-47

[2012_C5] *Source-drain scaling of ion-implanted InAs/AlSb HEMTs*, MOSCHETTI G., NILSSON P., HALLEN A., DESPLANQUE L., WALLART X., GRAHN J. , Proceedings of 24th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM 2012**, Santa Barbara, CA, USA, august 27-30, 2012, 57-60

2011

[2011_C1] *50nm multi-gate In0.53Ga0.47As MOSFET with Ft of 150GHz*, MO J.J., WICHMANN N., ROELENS Y., ZAKNOUNE M., DESPLANQUE L., WALLART X., BOLLAERT S., Proceedings of 20th European Workshop on Heterostructure Technology, **HeTech 2011**, Villeneuve d'Ascq, France, november 7-9, 2011, 1-2

[2011_C2] *Anisotropic transport of InAs/AlSb heterostructures grown on InP substrates*, MOSCHETTI G., ZHAO H., NILSSON P.A., WANG S., KALABUKHOV A., DAMBRINE G., BOLLAERT S., DESPLANQUE L., WALLART X., GRAHN J., Proceedings of 35th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits, **WOCSDICE 2011**, Catania, Italy, may 29-june 1, 2011, 17-18

[2011_C3] *Assessment of III-V MOSFET architectures for low power applications using static and dynamic numerical simulation*, SHI M., SAINT-MARTIN J., BOURNEL A., QUERLIOZ D., DOLLFUS P., MO J.J., WICHMANN N., DESPLANQUE L., WALLART X., DANNEVILLE F., BOLLAERT S., Proceedings of 37th **IEEE International SOI Conference**, SOI 2011, Tempe, AZ, USA, october 3-6, 2011, 1-2

[2011_C4] *Strain relaxation of GaSb islands on GaP and GaAs substrates for high mobility AlSb/InAs heterostructures*, EL KAZZI S., DESPLANQUE L., WALLART X., WANG Y., RUTERANA P., Proceedings of 20th European Workshop on Heterostructure Technology, **HeTech 2011**, Villeneuve d'Ascq, France, november 7-9, 2011, 1-2

[2011_C5] *Transmission electron microscopy of misfit dislocation and strain relaxation in lattice mismatched III-V heterostructures versus substrate surface treatment*, WANG Y., RUTERANA P., DESPLANQUE L., EL KAZZI S., WALLART X., Materials Research Society Spring Meeting, **MRS Spring 2011**, Symposium D : Compound semiconductors for energy applications and environmental sustainability, San Francisco, CA, USA, april 25-29, 2011, Mater. Res. Soc. Symp. Proc., 1324 (2011) 143-148

[2011_C6] *100nm-gate-length In_{0.47}Ga_{0.53}As multi-gate MOSFET : fabrication and characterization*, MO J.J., WICHMANN N., ROELENS Y., ZAKNOUNE M., DESPLANQUE L., WALLART X., BOLLAERT S., Proceedings of 23rd International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM 2011**, Berlin, Germany, may 22-26, 2011, 1-4

[2011_C7] *Compliance at the GaSb/GaP interface by misfit dislocations array*, EL KAZZI S., DESPLANQUE L., COINON C., WANG Y., RUTERANA P., WALLART X., 1st Mediterranean Conference on Innovative Materials and Applications, **CIMA 2011**, Beirut, Lebanon, march 15-17, 2011, *Adv. Mater. Res.*, 324 (2011) 85-88

2010

[2010_C1] *100mV noise performances of Te-doped Sb-HEMT*, NOUDEVIWA A., OLIVIER A., ROELENS Y., DANNEVILLE F., WICHMANN N., WALDHOFF N., DESPLANQUE L., WALLART X., BOLLAERT S., Proceedings of the 8th International Conference on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems, **ASDAM 2010**, Smolenice, Slovakia, october 25-27, 2010, 25-28, ISBN 978-1-4244-8574-1

[2010_C2] *Fabrication and characterization of 200-nm self-aligned In_{0.53}Ga_{0.47}As MOSFET*, OLIVIER A., WICHMANN N., MO J.J., NOUDEVIWA A., ROELENS Y., DESPLANQUE L., WALLART X., DANNEVILLE F., DAMBRINE G., MARTIN F., DESPLATS O., WANG Y., CHAUVAT M.P., RUTERANA P., MAHER H., SAINT-MARTIN J., SHI M., BOLLAERT S., Proceedings of the 22nd IEEE Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM'10**, Kagawa, Japan, may 31-june 4, 2010, 41-43

[2010_C3] *High frequency performance of tellurium delta-doped AlSb/InAs HEMTs at low power supply*, OLIVIER A., NOUDEVIWA A., WICHMANN N., ROELENS Y., DESPLANQUE L., DANNEVILLE F., DAMBRINE G., WALLART X., BOLLAERT S., Proceedings of the 5th European Microwave Integrated Circuits Conference, **EuMIC 2010**, Paris, France, september 27-28, 2010, 162-165

[2010_C4] *DC and RF cryogenic behaviour of InAs/AlSb HEMTs*, MOSCHETTI G., NILSSON P.A., DESPLANQUE L., WALLART X., RODILLA H., MATEOS J., GRAHN J., Proceedings of the 22nd IEEE Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM'10**, Kagawa, Japan, may 31-june 4, 2010, 321-324

[2010_C5] *Potentiality of commercial metamorphic HEMT at cryogenic temperature and low voltage operation*, NOUDEVIWA A., ROELENS Y., DANNEVILLE F., OLIVIER A., WICHMANN N.,

WALDHOFF N., LEPELLIET S., DAMBRINE G., DESPLANQUE L., WALLART X., BELLAICHE J., SMITH D., MAHER H., BOLLAERT S., Proceedings of the 5th European Microwave Integrated Circuits Conference, **EuMIC 2010**, Paris, France, september 27-28, 2010, 286-289

[2010_C6] *Tellurium delta-doped 120nm AlSb/InAs HEMTs : towards sub-100mV electronics*, ROELENS Y., OLIVIER A., DESPLANQUE L., NOUDEVWA A., DANNEVILLE F., WICHMANN N., WALLART X., BOLLAERT S., Proceedings of the 68th Device Research Conference, **DRC 2010**, Notre Dame, IN, USA, june 21-23, 2010, 53-54

[2010_C7] *DC characteristics of InAs/AlSb HEMTs at cryogenic temperatures*, MOSCHETTI G., NILSSON P.A., WADEFALK N., MALMKVIST M., LEFEBVRE E., GRAHN J., ROELENS Y., NOUDEVWA A., OLIVIER A., BOLLAERT S., DANNEVILLE F., DESPLANQUE L., WALLART X., DAMBRINE G., Proceedings of the 21st IEEE Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM'09**, Newport Beach, CA, USA, may 10-14, 2009, 323-325

2009

[2009_C1] *DC characteristics of InAs/AlSb HEMTs at cryogenic temperatures*, MOSCHETTI G., NILSSON P.A., WADEFALK N., MALMKVIST M., LEFEBVRE E., GRAHN J., ROELENS Y., NOUDEVWA A., OLIVIER A., BOLLAERT S., DANNEVILLE F., DESPLANQUE L., WALLART X., DAMBRINE G., Proceedings of the 21st IEEE Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM'09**, Newport Beach, CA, USA, may 10-14, 2009, 323-325

2008

[2008_C1] *Preliminary investigations on the Te-doped AlInSb/GaInSb heterostructures for High Electron Mobility Transistor (HEMT) applications*, DELHAYE L., DESPLANQUE L., WALLART X., Proceedings of the IEEE 20th Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM'08**, Versailles, France, may 25-29, 2008, 1-3

[2008_C2] *Selective wet chemical etching of GaInSb and AlInSb for 6.25 Å HBT fabrication*, MAIRIAUX E., DESPLANQUE L., WALLART X., DAMBRINE G., ZAKNOUNE M., Proceedings of the IEEE 20th Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM'08**, Versailles, France, may 25-29, 2008, 1-3

[2008_C3] *AlSb/InAs HEMTs on InP substrate using wet and dry etching for mesa isolation*, OLIVIER A., GEHIN T., DESPLANQUE L., WALLART X., ROELENS Y., DAMBRINE G., CAPPY A., BOLLAERT S., LEFEBVRE E., MALMKVIST M., GRAHN J., Proceedings of the IEEE 20th Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM'08**, Versailles, France, may 25-29, 2008, 1-3, ISBN 978-1-4244-2258-6

2007

[2007_C1] *(Cl₂:Ar) ICP/RIE dry etching of Al(Ga)Sb for AlSb/InAs HEMTs*, LEFEBVRE E., BORG M., MALMKVIST M., GRAHN J., DESPLANQUE L., WALLART X., ROELENS Y., DAMBRINE G., CAPPY A., BOLLAERT S., Proceedings of the 19th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM'07**, Matsue, Japan, may 14-18, 2007, 125-128

[2007_C2] *Benchmarking of low band gap III-V based-HEMTs and sub-100nm CMOS under low drain voltage regime*, BOLLAERT S., DESPLANQUE L., WALLART X., ROELENS Y., MALMKVIST M., BORG M., LEFEBVRE E., GRAHN J., SMITH D., DAMBRINE G., Proceedings of the 2nd

European Microwave Integrated Circuits Conference, ***EuMIC 2007***, Munich, Germany, october 8-10, 2007, 20-23

[2007_C3] *Characterization of insulated gate-gate versus Schottky-gate InAs/AlSb HEMTs*, MALMKVIST M., LEFEBVRE E., BORG M., DESPLANQUE L., WALLART X., DAMBRINE G., BOLLAERT S., GRAHN J., Proceedings of the 2nd European Microwave Integrated Circuits Conference, ***EuMIC 2007***, Munich, Germany, october 8-10, 2007, 24-27

[2007_C4] *DC and RF performance of 0.2-2.4 μ m gate length InAs/AlSb HEMTs*, BORG M., LEFEBVRE E., MALMKVIST M., DESPLANQUE L., WALLART X., ROELENS Y., DAMBRINE G., CAPPY A., BOLLAERT S., GRAHN J., Proceedings of the 19th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, ***IPRM'07***, Matsue, Japan, may 14-18, 2007, 67-70

[2007_C5] *Development of InAs/AlSb HEMT technology for high-frequency operation*, GRAHN J., LEFEBVRE E., BORG M., MALMKVIST M., DESPLANQUE L., WALLART X., ROELENS Y., DAMBRINE G., CAPPY A., BOLLAERT S., Proceedings of the 31th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe, ***WOCSDICE 2007***, Venice, Italy, may 20-23, 2007

[2007_C6] *Picosecond pulse generation and photomixing with uni-travelling-carrier photodiode*, BECK A., LAMPIN J.F., ZAKNOUNE M., PEYTAVIT E., AKALIN T., DESPLANQUE L., MOLLOT F., Proceedings of the Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 15th International Conference on Terahertz Electronics, ***IRMMW-THz 2007***, Cardiff, Wales, United Kingdom, september 2-7, 2007, 200-201

[2007_C7] *TEM-horn antennas for generation and detection of terahertz pulses*, LAMPIN J.F., PEYTAVIT E., AKALIN T., DESPLANQUE L., MOURET G., HINDLE F., BIGOURD D., Proceedings of the Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 15th International Conference on Terahertz Electronics, ***IRMMW-THz 2007***, Cardiff, Wales, United Kingdom, september 2-7, 2007, 799-800

2006

[2006_C1] *Propagation of terahertz pulses along planar Goubau lines*, AKALIN T., LAMPIN J.F., DESPLANQUE L., PEYTAVIT E., TREIZEBRE A., Proceedings of the Joint 31st International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics, ***IRMMW-THz2006***, Shanghai, China, september 18-22, 2006, 568

[2006_C2] *Sub-picosecond time-domain measurement of heterojunction bipolar transistors and photodiodes*, BECK A., LAMPIN J.F., ZAKNOUNE M., DESPLANQUE L., MOLLOT F., Proceedings of the Joint 31st International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics, ***IRMMW-THz2006***, Shanghai, China, september 18-22, 2006, 510

2005

[2005_C1] *Left handed CPS transmission lines at terahertz frequency*, CREPIN T., LAMPIN J.F., FOULON M.F., DESPLANQUE L., MELIQUE X., LIPPENS D., Proceedings of the 35th European Microwave Conference, ***EuMC 2005***, Paris, France, october 4-6, 2005, 705-708

2004

[2004_C1] *Analysis of right- and left-handed dispersive transmission lines at terahertz frequencies*, LAMPIN J.F., CREPIN T., PERRIN M., TERNISIEN M., DESPLANQUE L., MOLLOT F., LIPPENS D., Proceedings of the 2004 **Joint 29th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 12th International Conference on Terahertz Electronics**, Karlsruhe, Germany, september 27-october 1, 2004, 101-102

[2004_C2] *Technological development of THz microfluidic microsystems for biological spectroscopy*, MILLE V., BOURZGUI N.E., MEJDJOUB F., DESPLANQUE L., LAMPIN J.F., SUPIOT P., BOCQUET B. ,Proceedings of the 2004 **Joint 29th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 12th International Conference on Terahertz Electronics**, Karlsruhe, Germany, september 27-october 1, 2004, 549-550

[2004_C3] *THz study of liquids using an integrated bragg filter*, LAMPIN J.F., DESPLANQUE L., TERNISIEN M., CREPIN T., WALLOTH C., LIPPENS D., MOLLOT F., Proceedings of the 2004 **Joint 29th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 12th International Conference on Terahertz Electronics**, Karlsruhe, Germany, september 27-october 1, 2004, 469-470

2003

[2003_C1] *Ultra-fast sampling of THz pulses using post-process bonding of low temperature grown epitaxial layers*, DESPLANQUE L., LAMPIN J.F., MOLLOT F., Proceedings of the 11th IEEE International Conference on Terahertz Electronics, **THz 2003**, Sendaï, Japan, september 24-26, 2003, 32

2002

[2002_C1] *An ultra-wide bandwidth photomixer with down conversion at terahertz frequency*, PEYTAVIT E., ARSCOTT S., LIPPENS D., MOURET G., MASSELIN P., MATTON S., BOCQUET R., LAMPIN J.F., DESPLANQUE L., MOLLOT F., Proceedings of the 10th IEEE International Conference on Terahertz Electronics, **THz 2002**, Cambridge, UK, september 9-10, 2002, 23-26

Communications avec actes dans un congrès national (15)

2016

[2016_CN1] *Ultra thin body InAs MOSFET with raised S/D contacts for future high performance CMOS devices*, PASTOREK M., WICHMANN N., DESPLANQUE L., RIDAOUI M., FADJIE A., LECHAUX Y., WALLART X., BOLLAERT S., *Actes des 19èmes Journées Nationales du Réseau Doctoral en Micro-Nanoélectronique, JNRDM 2016*, Toulouse, France, 11-13 mai, 2016, papier 5.2.11

2014

[2014_CN1] *Croissance localisée d'InAs par épitaxie par jets moléculaires*, FAHED M., DESPLANQUE L., WALLART X., *Actes des 17èmes Journées Nationales du Réseau Doctoral en Micro-Nanoélectronique, JNRDM 2014*, Villeneuve d'Ascq, France, 26-28 mai, 2014, 3 pages

[2014_CN2] InAs based Esaki tunnel diodes, CHINNI V.K., DESPLANQUE L., ZAKNOUNE M., WALLART X., *Actes des 17èmes Journées Nationales du Réseau Doctoral en Micro-Nanoélectronique, JNRDM 2014*, Villeneuve d'Ascq, France, 26-28 mai, 2014, 3 pages

2013

[2013_CN1] Coherence and Coulomb blockade in ultra-small quantum Hall islands
MARTINS F., FANIEL S., SELLIER H., HUANT S., PALA M.G., DESPLANQUE L., WALLART X., ROSENOW B., BAYOT V., HACKENS B., Actes du 16ème Forum des Microscopies à Sondes Locales, Spa, Belgique, 25-29 mars, 2013, papier OC23, 41-42

[2013_CN2] HEMTs 100nm AlSb/InAs pour applications faible bruit, faible consommation
BAGUMAKO S., GARDES C., DESPLANQUE L., WICHMANN N., DANNEVILLE F., BOLLAERT S., WALLART X., ROELENS Y., Actes des 18èmes Journées Nationales Microondes, JNM 2013, Paris, France, 14-17 mai, 2013, papier J2-DA1-3, 4 pages

2011

[2011_CN1] 120nm AlSb/InAs HEMTs, ROELENS Y., OLIVIER A., NOUDEVWA A., DESPLANQUE L., DANNEVILLE F., WICHMANN N., WALLART X., BOLLAERT S., Actes de TELECOM'2011 & 7èmes Journées Franco-Maghrébines des Micro-ondes et leurs Applications, Tanger, Maroc, 16-18 mars, 2011, session A1, CDROM, papier 185, 1-4

[2011_CN2] Fabrication et caractérisation de MOSFET In0.53Ga0.47As de type N en technologie auto-aligné et de longueur de grille de 300nm, MO J., OLIVIER A., WICHMANN N., ROELENS Y., DESPLANQUE L., WALLART X., DANNEVILLE F., DAMBRINE G., MARTIN F., DESPLATS O., BOLLAERT S., Actes des 17èmes Journées Nationales Micro-ondes, JNM 2011, Brest, France, 18-20 mai, 2011, papier 122, 2C3, 1-4

[2011_CN3] Optimisation des performances à faible tension de polarisation de HEMTs de la filière antimoine, NOUDEVWA A., OLIVIER A., ROELENS Y., DANNEVILLE F., WICHMANN N., WALDHOF N., DESPLANQUE L., WALLART X., BOLLAERT S., Actes des 17èmes Journées Nationales Micro-ondes, JNM 2011, Brest, France, 18-20 mai, 2011, papier 304, 2C2, 1-4

[2011_CN4] Self aligned 200nm In0.53Ga0.47As, OLIVIER A., MO J.J., WICHMANN N., ROELENS Y., DESPLANQUE L., WALLART X., DANNEVILLE F., BOLLAERT S., Actes de TELECOM'2011 & 7èmes Journées Franco-Maghrébines des Micro-ondes et leurs Applications, Tanger, Maroc, 16-18 mars, 2011, session A1, CDROM, papier 164, 1-3

2010

[2010_CN1] Etude morphologique de la croissance par épitaxie par jets moléculaires de GaSb sur substrat GaP, EL KAZZI S., DESPLANQUE L., COINON C., WALLART X., WANG Y., RUTERANA P., Actes des 13èmes Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique, **JNRDM 2010**, Montpellier, France, 7-9 juin, 2010, session Matériaux 2, CD-ROM, 1-4

[2010_CN2] Fabrication et caractérisation de MOSFET In0.53Ga0.47As de type N en technologie auto-aligné et de longueur de grille de 200nm, MO J.J., OLIVIER A., WICHMANN N., NOUDEVWA A., ROELENS Y., DESPLANQUE L., WALLART X., DANNEVILLE F., DAMBRINE G., MARTIN F., DESPLATS O., WANG Y., CHAUVT M.P., RUTERANA P., MAHER H., BOLLAERT S., Actes des 13èmes Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique, **JNRDM 2010**, Montpellier, France, 7-9 juin, 2010, session Matériaux 2, CD-ROM, 1-3

2007

[2007_CN1] Composants plasmoniques à base d'hétérojonction AlGaN/GaN pour les applications terahertz, VANDENBROUCK S., THERON D., LAMPIN J.F., DESPLANQUE L., BOUGRIOUA Z.,

GAQUIERE C., Actes des 15èmes Journées Nationales Microondes, **JNM 2007**, Toulouse, France, 23-25 mai, 2007, 8B3-1-4

[2007_CN2] *HEMT AlSb/InAs pour applications ultra-faible consommation*, BOLLAERT S., ROELENS Y., DESPLANQUES L., WICHMANNN N., SHCHEPETOV A., WALLART X., DAMBRINE G., CAPPY A., Actes des 15èmes Journées Nationales Microondes, **JNM 2007**, Toulouse, France, 23-25 mai, 2007, 5C3-1-4

2003

[2003_CN1] *Caractérisation d'un filtre réjecteur à 350 GHz par échantillonnage Franz-Keldysh*, DESPLANQUE L., LAMPIN J.F., MOLLOT F., Actes des 13èmes Journées Nationales Microondes, **JNM 2003**, Lille, France, 21-23 mai, 2003, 3C-1

[2003_CN2] *Concepts optiques pour la génération terahertz*, CREPIN T., CZARNY R., DESPLANQUE L., MOURET G., LAMPIN J.F., THOBEL J.L., VANBESIEN O., DOLPHI D., LIPPENS D., Actes des 22èmes Journées Nationales d'Optique Guidée, **JNOG 2003**, Valence, France, 12-14 novembre, 2003

Communications orales sans actes dans un congrès international ou national (21)

2016

[2016_c1] *Puzzling electron behavior analogous to the Braess paradox in a mesoscopic network*, TOUSSAINT S., FANIEL S., MARTINS F., PALA M., DESPLANQUE L., WALLART X., HUANT S., SELLIER H., BAYOT V., HACKENS B., American Physical Society March Meeting, **APS March Meeting 2016**, Baltimore, MD, USA, march 14-18, 2016, Session L24 - Mesoscopic Materials and Devices I, Abstract L24.00013

[2016_c2] *Ultra-thin body InAs MOSFET with selectively raised InAs n⁺ S/D contacts*, PASTOREK M., WICHMANN N., DESPLANQUE L., RIDAOUI M., FADJIE A., LECHAUX Y., WALLART X., BOLLAERT S., 40th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe, **WOCSDICE 2016**, Aveiro, Portugal, june 6-10, 2016, Session - Device Processing II, paper 51

[2016_c3] *Analyse par diffraction de rayons X de couches de GaSb épitaxiées par jets moléculaires sur substrats de GaAs nanostructurés*, FAHED M., DESPLANQUE L., WALLART X., 15èmes Journées Nano, Micro et Optoélectronique, **JNMO 2016**, Les Issambres, France, 30 mai-1 juin, 2016

[2016_c4] *Fabrication and characterization of InAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}Sb vertical tunnel FET on GaAs substrate*, CHINNI V.K., ZAKNOUNE M., COINON C., WALLART X., DESPLANQUE L., 15èmes Journées Nano, Micro et Optoélectronique, **JNMO 2016**, Les Issambres, France, 30 mai-1 juin, 2016

[2016_c5] *Selective area growth of GaSb nano-templates on GaAs (001) using atomic hydrogen assisted molecular beam epitaxy*, DESPLANQUE L., FAHED M., TROADEC D., RUTERANA P., WALLART X., 28th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM 2016**, Toyama, Japan, june 26-30, 2016, paper MoP-IPRM-002, 1 page

[2016_c6] *Ultra thin body InAs MOSFET with selectively raised InAs S/D as a promising platform for future integration of high RF performance and low power CMOS applications*, PASTOREK M., WICHMANN N., FADJIE A., DESPLANQUE L., RIDAOUI M., WALLART X., BOLLAERT S.,

15èmes Journées Nano, Micro et Optoélectronique, **JNMO 2016**, Les Issambres, France, 30 mai-1 juin, 2016

2015

[2015_c1] *Nanoscale selective area growth of InP by molecular beam epitaxy : influence of the P/In flux ratio on the faceting*, FAHED M., DESPLANQUE L., COINON C., CODRON J.L., TROADEC D., WALLART X., European Materials Research Society Spring Meeting, **E-MRS Spring 2015**, Lille, France, may 11-15, 2015, paper I-10.1

2014

[2015_c2] Relaxation de contrainte et morphologie de surface de fines couches de GaSb épitaxiées par MBE sur substrat GaAs (001) avec couche interfaciale d'AlInSb, DANOY M., ANGRY P.F., GAVRELL J., BRILLARD C., DESPLANQUE L., WANG Y., RUTERANA P., WALLART X., Réunion Plénière Commune du **GDR PULSE** et du GDR 2974 Nanofilms, Toulouse, France, 27-31 octobre, 2014

2013

[2013_c1] *A novel mesoscopic phenomenon : an analog of the Braess paradox in 2DEG networks*, SELLIER H., PALA M., BALTAZAR S., LIU P., HACKENS B., MARTINS F., WALLART X., DESPLANQUE L., BAYOT V., HUANT S., 16th International Conference on Modulated Semiconductor Structures, **MSS-16**, Wroclaw, Poland, july 1-5, 2013, paper TuOM9

[2013_c2] *Scanning gate spectroscopy of a quantum Hall island near a quantum point contact*, HACKENS B., MARTINS F., FANIEL S., BAYOT V., ROSENOW B., DESPLANQUE L., WALLART X., PALA M., SELLIER H., HUANT S., American Physical Society March Meeting, **APS March Meeting 2013**, Baltimore, MD, USA, march 18-22, 2013

[2013_c3] *Transition from Coulomb diamonds to checkerboard-like spectroscopies in a mesoscopic quantum Hall interferometer*, FANIEL S., MARTINS F., BAYOT V., HACKENS B., DESPLANQUE L., WALLART X., ROSENOW B., MELINTE S., American Physical Society March Meeting, **APS March Meeting 2013**, Baltimore, MD, USA, march 18-22, 2013

2012

[2012_c1] *High electron mobility InAs-based heterostructure on exact (001) Si using GaSb/GaP accommodation layer*, DESPLANQUE L., EL KAZZI S., COINON C., ZIEGLER S., KUNERT B., BEYER A., VOLZ K., STOLZ W., WANG Y., RUTERANA P., WALLART X., **Proceedings of 24th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM 2012**, Santa Barbara, CA, USA, august 27-30, 2012

[2012_c2] Influence of Sb overpressure on the anisotropic transport properties of InAs/AlSb heterostructures grown on highly mismatched substrates EL KAZZI S., DESPLANQUE L., WANG Y., RUTERANA P., WALLART X., Materials Research Society Spring Meeting, **MRS Spring 2012**, Symposium G : Reliability and Materials Issues of III-V and II-VI Semiconductor Optical and Electron Devices and Materials II, San Francisco, CA, USA, april 9-13, 2012, paper G2.4

2011

[2011_c1] *Imaging quantum Hall Coulomb islands inside a quantum ring*, MARTINS F., HACKENS B., FANIEL S., BAYOT V., PALA M., SELLIER H., HUANT S., DESPLANQUE L., WALLART X., American Physical Society March Meeting, **APS March Meeting 2011**, Dallas, TX, USA, march 21-25, 2011

[2011_c2] *Scanning gate transconductance microscopy and spectroscopy of a mesoscopic ring*, HACKENS B., MARTINS F., FANIEL S., BAYOT V., PALA M., SELLIER H., HUANT S., DESPLANQUE L., WALLART X., American Physical Society March Meeting, **APS March Meeting 2011**, Dallas, TX, USA, march 21-25, 2011

[2011_c3] *Strain relaxation at the GaSb/GaAs and GaSb/GaP interfaces*, DESPLANQUE L., EL KAZZI S., COINON C., WANG Y., RUTERANA P., WALLART X., 23rd International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM 2011**, Berlin, Germany, may 22-26, 2011

[2011_c4] *TEM analysis of the dislocations mechanisms in III-V heterostructures grown by molecular beam epitaxy*, WANG Y., CHAUVAT M.P., RUTERANA P., DESPLANQUE L., WALLART X., Materials Research Society Spring Meeting, **MRS Spring 2011**, Symposium RR : Fundamental science of defects and microstructure in advanced materials for energy, San Francisco, CA, USA, april 25-29, 2011

2010

[2010_c1] *Electronic properties of the Al_{0.56}In_{0.44}Sb/Ga_{0.5}In_{0.5}Sb heterostructure*, DESPLANQUE L., VIGNAUD D., GODEY S., CADIO E., LIU P., SELLIER H., WALLART X., 22nd IEEE Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM'10**, Kagawa, Japan, may 31-june 4, 2010

[2010_c2] *Optoelectronic THz signal generation and use in component characterization*, LAMPIN J.F., BECK A., OFFRANC O., PEYTAVIT E., DUCOURNAU G., AKALIN T., ZAKNOUNE M., DESPLANQUE L., WALLART X., European Microwave Week Workshops and Short Courses, THz Technologies and Applications, Paris, France, september 26, 2010

[2010_c3] *Strain relaxation by misfit dislocation array at the GaSb/GaP interface*, EL KAZZI S., DESPLANQUE L., COINON C., WALLART X., WANG Y., RUTERANA P., 16th International Conference on Molecular Beam Epitaxy, **MBE 2010**, Berlin, Germany, august 22-27, 2010

2008

[2008_c1] *High electron mobility Te-doped AlInSb/GaInSb heterostructures*, DESPLANQUE L., DELHAYE G., WALLART X., 17th European Heterostructure Technology Workshop, HeTech'08, Venice, Italy, november 3-5, 2008

Communications par affiche dans un congrès international ou national (23)

2016

[20016_A1] *Analyse par diffraction de rayons X de couches de GaSb épitaxiées par jets moléculaires sur substrats de GaAs nanostructurés*, FAHED M., DESPLANQUE L., WALLART X., 15èmes Journées Nano, Micro et Optoélectronique, **JNMO 2016**, Les Issambres, France, 30 mai-1 juin, 2016

[20016_A2] *Fabrication and characterization of InAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}Sb vertical tunnel FET on GaAs substrate*, CHINNI V.K., ZAKNOUNE M., COINON C., WALLART X., DESPLANQUE L., 15èmes Journées Nano, Micro et Optoélectronique, **JNMO 2016**, Les Issambres, France, 30 mai-1 juin, 2016

[20016_A3] *InAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}Sb side gated vertical TFET on GaAs substrate*, CHINNI V., ZAKNOUNE M., WALLART X., DESPLANQUE L., 28th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM 2016**, Toyama, Japan, june 26-30, 2016, paper MoP-IPRM-016, 1 page

[20016_A4] *Selective area growth of GaSb nano-templates on GaAs (001) using atomic hydrogen assisted molecular beam epitaxy*, DESPLANQUE L., FAHED M., TROADEC D., RUTERANA P., WALLART X., 28th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, **IPRM 2016**, Toyama, Japan, june 26-30, 2016, paper MoP-IPRM-002, 1 page

[20016_A5] *Ultra thin body InAs MOSFET with selectively raised InAs S/D as a promising platform for future integration of high RF performance and low power CMOS applications*, PASTOREK M., WICHMANN N., FADJIE A., DESPLANQUE L., RIDAOUI M., WALLART X., BOLLAERT S., 15èmes Journées Nano, Micro et Optoélectronique, **JNMO 2016**, Les Issambres, France, 30 mai-1 juin, 2016

2014

[2014_A1] *Selective area epitaxy of InAs/AlGaSb heterostructures on GaSb (001) substrate for tunnel diode applications*, DESPLANQUE L., HAN X., FAHED M., CHINNI V.K., TROADEC D., CHAUVAT M.P., RUTERANA P., WALLART X., 18th International Conference on Molecular Beam Epitaxy, **MBE 2014**, Flagstaff, AZ, USA, september 7-12, 2014, paper P129

[2014_A2] *Strain relaxation and surface morphology of thin GaSb layers epitaxially grown on GaAs(001) with interfacial Al_xIn_{1-x}Sb layers*, DANOV M., ANGRY P.F., GAVREL J., BRILLARD C., DESPLANQUE L., WANG Y., RUTERANA P., WALLART X., 18th International Conference on Molecular Beam Epitaxy, **MBE 2014**, Flagstaff, AZ, USA, september 7-12, 2014, paper P58

[2014_A3] *MILLIPRISM : millimeter wave passive radiometric imaging system*, LAMPIN J.F., ZAKNOUNE M., WALLART X., DESPLANQUE L., PEYTAVIT E., DUCOURNAU G., THIRAUT M., WERQUIN M., JONNIAU S., THOUVENIN N., GAQUIERE C., VELLAS N., 8ème Workshop Interdisciplinaire sur la Sécurité Globale, **WISG 2014**, Troyes, France, 30-31 janvier, 2014

2013

[2013_A1] *Low-IQ : MMIC ultra faible consommation cryogénique et ambiant pour télécommunications spatiales en bande Q*, BOLLAERT S., DANNEVILLE F., ROELENS Y., DESPLANQUE L., GARDES C., BAGUMAKO S., CHAMBON C., FAUROUX B., FRAYSSE J.P., REGNIER P., MAIGNAN M., FRIJLINK P., LEBLANC R., MARILIER M., Les Rencontres du Numérique, Paris, France, 17-18 avril, 2013, poster 16

2011

[2011_A1] *Relaxation de contrainte par réseau de dislocations aux interfaces GaSb/GaP et GaSb/GaAs*, EL KAZZI S., DESPLANQUE L., WANG Y., RUTERANA P., WALLART X., Journées Franco-Libanaises Physique et Interfaces, **JFLPI 2011**, Villeneuve d'Ascq, France, 18-21 octobre, 2011

[2011_A2] *TEM and molecular dynamics simulation investigation of the anisotropic strain relaxation in GaSb islands on GaP*, WANG Y., LEI H.P., RUTERANA P., CHEN J., EL KAZZI S., DESPLANQUE L., WALLART X., European Materials Research Society Spring Meeting, **E-MRS Spring 2011**, Symposium G : Semiconductor nanostructures towards electronic and optoelectronic device applications, Nice, France, may 9-13, 2011

2010

[2010_A1] *Al_{0.56}In_{0.44}Sb/Ga_{0.5}In_{0.5}Sb heterostructures for high speed and low power consumption electronic devices*, DESPLANQUE L., VIGNAUD D., GODEY S., PLISSARD S., CADIO E., WALLART X., LIU P., SELLIER H., 16th International Conference on Molecular Beam Epitaxy, **MBE 2010**, Berlin, Germany, august 22-27, 2010

[2010_A2] *Imaging electron transport by scanning gate microscopy*, LIU P., SELLIER H., HUANT S., WALLART X., DESPLANQUE L., HACKENS B., MARTINS F., BAYOT V., Forum des Microscopies à Sonde Locale, Mittelwihr, France, 15-18 mars, 2010

2009

[2009_A1] *Metamorphic Te-doped AlInSb/GaInSb heterostructures*, DESPLANQUE L., DELHAYE G., ANDROUSSI Y., WALLART X., 15th European Molecular Beam Epitaxy Workshop, Euro-MBE 2009, Zakopane, Poland, march 8-11, 2009

[2009_A2] *X-ray photoemission study of segregation phenomena at AlSb/InAs interfaces*, WALLART X., DESPLANQUE L., GODEY S., 15th European Molecular Beam Epitaxy Workshop, Euro-MBE 2009, Zakopane, Poland, march 8-11, 2009

2008

[2008_A1] *Gravure sélective par voie humide de Ga0.5In0.5Sb et d'Al0.55In0.45Sb en vue de la réalisation de transistors bipolaires à hétérojonction*, MAIRIAUX E., DESPLANQUE L., WALLART X., DAMBRINE G., ZAKNOUNE M., 12èmes Journées Nano, Micro et Optoélectronique, **JNMO'08**, St Pierre d'Oléron, France, 3-6 juin, 2008

[2008_A2] *HEMTs AlSb/InAs pour applications ultra faible consommation*, BOLLAERT S., OLIVIER A., ROELENS Y., WICHMANN N., SHCHEPETOV A., DAMBRINE G., CAPPY A., DESPLANQUES L., WALLART X., 12èmes Journées Nano, Micro et Optoélectronique, **JNMO'08**, St Pierre d'Oléron, France, 3-6 juin, 2008

[2008_A3] *Isolation mésa par gravures humide et sèche des HEMTs AlSb/InAs sur substrat InP*, OLIVIER A., GEHIN T., DESPLANQUE L., WALLART X., CHENG J., WICHMANN N., ROELENS Y., DAMBRINE G., CAPPY A., BOLLAERT S., 11èmes Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique, JNRDM 2008, Bordeaux, France, 14-16 mai, 2008

2006

[2006_A1] *THz pulses on planar Goubau lines : transmitting, reflecting and coupling topologies*, AKALIN T., PEYTAVIT E., DESPLANQUE L., LAMPIN J.F., **GDR ONDES-GT5 et GDR-E THz**, Journées Thématisques ‘Champ proche et THz’, Montpellier, France, 5-6 décembre, 2006

2005

[2005_A1] Caractérisation THz de lignes de Goubau par échantillonnage électro-optique pour BioMEMS cellulaire, TREIZEBRE A., AKALIN T., DESPLANQUE L., LAMPIN J.F., BOCQUET B., *7èmes Journées des Phénomènes Ultra-rapides*, Villeneuve d'Ascq, France, 5-7 décembre, 2005

2004

[2004_A1] *Génération et détection d'impulsions picosecondes à l'aide de patchs de GaAs et d'AlGaAs*, DESPLANQUE L., LAMPIN J.F., MOLLOT F., 9èmes Journées Nationales Microélectronique et Optoélectronique, **JNMO 2002**, Saint-Aygulf, France, 29 septembre-2 octobre, 2002, C-3.128

2001

[2001_A1] Caractérisation THz de circuits électroniques par échantillonnage d'électroabsorption, DESPLANQUE L., LAMPIN J.F., MOLLOT F., 8èmes Journées Nationales Microélectronique et Optoélectronique, **JNMO 2001**, Aussois, France, 15-17 janvier, 2001, A7

[2001_A2] Mesures de champs électriques ultra-rapides dans les semiconducteurs, DESPLANQUE L., LAMPIN J.F., MOLLOT F., *Vèmes Journées des Phénomènes Ultra-Rapides*, Col de Porte, France, 31 mai-1er juin, 2001, 18

Chapitre d'ouvrage scientifique (1)

[2009-O1] *Dispositifs à matériaux petit gap pour électronique ultra-faible consommation*, BOLLAERT S., OLIVIER A., WICHMANN N., ROELENS Y., DESPLANQUE L., WALLART X., CAPPY A., DAMBRINE G., in *La micro-nano électronique, enjeux et mutations*, Leray J.L., Boudenot J.C., Gautier J. (Eds), ISBN 978-2-271-06829-3, CNRS ÉDITIONS (2009) 183-186

Thèse (1)

[2003_T1] *Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde*, DESPLANQUE L., Thèse de doctorat en Microondes et Microtechnologies, Université de Lille 1, 20 novembre 2003, <http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/06/58/69/PDF/theseLD.pdf>

I.5. Contrats de recherche et collaborations scientifiques

Contrats en cours

Acronyme du contrat	Type d'appel	Coordinateur	Durée	Partenaires	Objectifs & Implication
SAMBA	ANR JCJC 2012	L.Desplanque (IEMN)	Fév. 2013 à janv. 2017	IEMN	Croissance épitaxiale localisée d'hétérostructures antimonées pour la réalisation d'un inverseur à base de transistors à effet tunnel complémentaires <i>Implication : Coordinateur, croissance et caractérisation des hétérostructures pour TFET, étude de la croissance sélective</i>
TOPONANO	ANR OH Risque 2015	S.De Francesci (CEA INAC)	Janv. 2016 à déc. 2019	CEA INAC, IEMN, CEA LETI, Univ. Pittsburgh	Etude des états hélicoïdaux et fermions de Majorana dans des nanostructures topologiques <i>Implication : épitaxie des hétérostructures à canal InAs/GaSb, technologie des dispositifs de Hall à double grille</i>
TENOR	ANR JCJC 2013	M. Vanvollegem (IEMN)	Oct. 2014 à avril 2019	IEMN	Composants Non-réciproques compétitifs pour les fréquences Terahertz et moyen Infrarouge <i>Implication : Epitaxie de semiconducteurs à faible gap et haute mobilité électronique</i>
MOSINAS	ANR P3N 2013	S.Bollaert (IEMN)	Janv. 2014 à déc. 2017	IEMN, CEA LETI, LTM, IMEP, IEF	MOSFET à hétérostructure et film ultra mince d'InAs sur substrat silicium <i>Implication : Epitaxie d'hétérostructures III-V pour transistor MOS, étude de la croissance sélective d'InGaAs et d'InAs</i>
MILLIPRISM	ANR CSOSG 2013	J.-F.Lampin (IEMN)	Déc. 2013 à mai 2017	IEMN, MC2 Technologies	Système d'imagerie radiométrique passif <i>Implication : Epitaxie localisée d'hétérostructures III-V à base d'antimoine pour la réalisation de diodes à effet tunnel</i>
DIRACIII-V	ANR PRC 2016	C.Delerue (IEMN)	Nov. 2016 à Nov. 2020	IEMN, LCPO, Institut Néel	Super-réseaux d'antipoints de Dirac pour les électrons dans les semiconducteurs III-V <i>Implication : Epitaxie et coordination process</i>

Contrats terminés

Acronyme du contrat	Type d'appel	Coordinateur	Durée	Partenaires	Objectifs
LOWIQ	ANR VERSO 2010	S.Bollaert (IEMN)		IEMN, Thalès, Calisto, OMMIC	Réalisation de MMIC ultra-faible consommation à température ambiant et cryogénique pour les télécommunications spatiales en bande Q <i>Implication : Responsable de la tâche « croissance des matériaux »</i>
SMIC	ANR ASTRID 2011	Y.Roellens (IEMN)		IEMN	Fabrication de switchs pour des applications cryogéniques en gamme millimétrique <i>Implication : Responsable de la tâche « croissance des matériaux »</i>
MICATEC	ANR PNANO 2007	S.Huant (Institut Néel)		Institut Néel, IMEP-LAHC, Université de Louvain	Microscopie avancée du transport électronique cohérent <i>Implication : Epitaxie d'hétérostructures III-V à haute mobilité électronique</i>
MOS35	ANR PNANO 2008	S.Bollaert (IEMN)		IEMN, CEA LETI, IEF, CIMAP	Etude et la réalisation de transistors de type Mosfet à base de matériaux III-V pour des applications ultra-rapides et ultra-faible consommation <i>Implication : Epitaxie d'hétérostructures III-V pour transistor MOS et développement de la filière InAs sur GaAs et GaP</i>

Collaborations nationales et internationales (hors contrat)

- **Centre de Recherche sur les Ions, les MAtériaux et la Photonique (CIMAP, Caen)**
Etude des interfaces GaSb/GaAs et GaSb/GaP par microscopie électronique à transmission.
- Groupe de Jan Grahn, **Chalmers University** (Suède)
Elaboration et optimisation d'hétérostructures à modulation de dopage AlSb/InAs pour la réalisation de transistors HEMT haute fréquence et de diodes de détection THz du type « Self-switching diodes (SSD) ».
- **Phillips University of Marburg and NAsP_{III/V} GmbH** (Allemagne)
Intégration monolithique sur Silicium d'hétérostructures AlSb/InAs à haute mobilité électronique en dissociant les problèmes de polarité (domaines d'antiphase) et de désaccord de maille (dislocations) grâce à l'utilisation d'une couche tampon GaSb/GaP/Si
- **IMEC** (Belgique)
 - *Relaxation de contrainte dans le système GaSb/GaAs*
 - *Hétérojonctions InGaAs/GaAsSb pour transistors à effet tunnel*
- **Université Catholique de Louvain la Neuve** (Belgique)
Croissance d'hétérostructures à dopage modulé pour des dispositifs à interférences quantiques étudiés en microscopie SGM (Scanning Gate Microscopy)

I.6. Encadrement scientifique

Type d'encadrement	Nom	Date	% encadrement	Co-encadrants	Sujet
Projet MASTER 2 (Univ. Lille1)	Alexandre Bucamp	Sept. 2014 à mars 2015	100%		Croissance et caractérisations d'hétérostructures à base de boîtes quantiques GaSb pour des applications mémoires flash
Stage de MASTER 2 (Univ. Lille1)	Xiaoxi Luo	Avril à juillet 2013	100%		Hétérostructures antimonées pour la réalisation de diodes à effet tunnel
Stage de MASTER 2 (Univ. Lille)	Alexandre Bucamp	Avril à Juillet 2015	100%		Optimisation de la pente sous le seuil de transistor à effet tunnel dans la filière AlGaSb/InAs
DOCTORAT (Univ. Lille1)	Salim El Kazzi	Octobre 2009 à Novembre 2012 Thèse soutenue le 12 novembre 2012	50%	X.Wallart	Croissance épitaxiale d'hétérostructures antimonées sur substrats fortement désadaptés en maille pour applications aux transistors à effet de champ
DOCTORAT (Univ. Lille1)	Maria Fahed	Octobre 2013 à Novembre 2016 Soutenance prévue le 24 novembre 2016	50%	X.Wallart	Croissance sélective de matériaux III-V pour l'électronique faible consommation
DOCTORAT (Univ. Lille1)	Vinay Kumar Chinni	Novembre 2013 à ... Thèse en cours	40%	M.Zaknoune X.Wallart	InAs/AlGaSb vertical tunnel FET
DOCTORAT (Univ. Lille1)	Alexandre Bucamp	Octobre 2015 à... Thèse en cours	50%	X.Wallart	Dispositifs électroniques à pente sous-le-seuil abrupte basés sur l'effet tunnel entre niveaux confinés
POST-DOCTORAT	Gabriel Delhaye	Sept. 2007 à aout 2008	50%	X.Wallart	Croissance d'hétérostructures HEMT dans la filière AlInSb/GaInSb
Stage ingénieur G2 Centrale Lille	Clément Plaignaud	2007		X.Wallart	Epitaxie et caractérisation d'alliages InAsSb
Stage ingénieur INSA Rennes	Erwann Cadio	2009		X.Wallart	Elaboration et caractérisation d'hétérostructures antimoïées dans la filière AlInSb/GaInSb
Stage ingénieur Isen M1	Marion Malard	2016		X.Wallart	Croissance sélective de nanostructures GaSb/GaP

I.7. Diffusion scientifique

Participation à des jurys de thèses

- **Yi Wang**, Université de Caen, le 20 juin 2012 (examinateur)
- **Salim El Kazzi**, Université de Lille, le 13 novembre 2012 (co-encadrant)

Rapporteur pour des journaux scientifiques internationaux

- *Applied Physics Letters*
- *Journal of Applied Physics*
- *Journal of Crystal Growth*
- *Materials Science in semiconductor Processing*
- *Solid State electronics*

Président de session dans une conférence internationale

Président de la session « Electron Devices 2 » à la conférence IPRM 2014 (Montpellier, 12 mai 2014)

Groupements de recherche (GDR)

Membre du **GDR PULSE** (Processus ULtimes en épitaxie de SEmiconducteurs). Participations aux sessions d'Aix en Provence (juillet 2013) et de Marseille (juillet 2016) ainsi qu'à l'école d'été de Porquerolles (septembre 2015).

I.8. Autres responsabilités

Membre du vivier des Maîtres de Conférences pour les Comités de Sélection à l'Université de Lille 1 depuis 2010

Membre élu au conseil de laboratoire de l'IEMN de 2010 à 2015

II. Hétérostructures antimoniées fortement désadaptées en maille pour l'électronique haute fréquence et faible consommation

Depuis l'arrivée d'un nouveau bâti d'épitaxie par jets moléculaires équipé d'une source d'antimoine fin 2004, mes activités de recherche à l'IEMN ont gravité essentiellement autour de la croissance épitaxiale d'antimoniuies à large paramètre de maille. Comme évoqué lors de la présentation de mon parcours dans la recherche, un des obstacles essentiels au développement de ces matériaux pour l'électronique est l'absence de substrats semi-isolants disponibles en grande taille et à faible coût. Une grande partie de mes travaux de recherche a donc été consacrée à l'étude des mécanismes de relaxation aux interfaces fortement désadaptées en maille. Le second point évoqué dans ce chapitre concerne l'optimisation des hétérostructures AlSb/InAs utilisées à la fois comme véhicule de test pour l'étude de la relaxation de contrainte mais aussi pour la réalisation de transistors et d'amplificateurs à faible bruit en collaboration avec le groupe ANODE de l'IEMN et l'Université de Chalmers en Suède. Face aux limites de ces transistors, intrinsèques au caractère de type II de l'hétérostructure AlSb/InAs, nous avons exploré une nouvelle filière de matériaux. La dernière partie de ce chapitre sera ainsi consacrée à l'étude menée sur l'hétérostructure AlInSb/GaInSb.

II.1. Etude des phénomènes de relaxation aux hétéro-interfaces fortement désadaptées GaSb/GaAs et GaSb/GaP

L'accommodation du désaccord de maille entre deux semiconducteurs est un problème récurrent en électronique ou optoélectronique. Il est occasionné soit par la nécessité d'exploiter les propriétés d'alliages qui ne possèdent pas de substrats accordés en maille soit par le besoin de réduire le coût et/ou utiliser des substrats disponibles en grande taille. Dans le cas des matériaux dont le paramètre de maille est proche de 6,1 Å, la croissance peut être envisagée sur des substrats d'InAs ou de GaSb. La conductivité élevée de ces substrats est cependant rédhibitoire pour des applications électroniques en particulier lorsque des fréquences de fonctionnement élevées sont visées. La conductivité des substrats entraîne des courants de fuite importants dans les dispositifs et leur caractérisation à haute fréquence est faussée par l'absorption diélectrique des porteurs libres du substrat. Leur coût élevé et leur taille limitée conduisent également à envisager une approche métamorphique et une croissance sur des substrats standards de l'électronique comme InP, GaAs ou Si. Dans le cas du silicium, les difficultés supplémentaires proviennent des différences de coefficients de dilatation thermique avec les matériaux III-V et surtout de l'absence de polarité du substrat qui engendre des domaines d'antiphase dans le matériau III-V. Ce problème, indépendant du désaccord de maille, est étudié depuis de nombreuses années dans d'autres laboratoires. L'Université de Marburg en Allemagne a notamment démontré ces dernières années de très bons résultats dans l'annihilation des parois d'antiphase dans le cas de la croissance pseudo-morphique de GaP sur Si [11] [12], créant même une start-up, la société NAs_{III/V}, qui commercialise des solutions optoélectroniques sur substrat Si 300 mm à base de GaP déposé par épitaxie à base d'organométalliques en phase vapeur (Metal Organic Vapor Phase Epitaxy, MOVPE).

Le paramètre de maille de GaP étant très proche de celui du silicium, l'épaisseur critique peut atteindre plusieurs dizaines de nanomètres, une épaisseur suffisante pour réduire voire annuler les parois

d'antiphase. Nous avons donc envisagé ce type de pseudo-substrats GaP/Si pour la croissance métamorphique d'antimoniures.

En raisonnant sur l'amplitude du désaccord de maille, nous avons d'abord utilisé des substrats InP pour les premières approches de croissance métamorphique de GaSb visant à l'élaboration d'hétérostructures à canal InAs pour la réalisation de transistors HEMT. Constatant par la suite peu de dégradation des propriétés de transport à température ambiante lorsqu'un substrat de GaAs est utilisé, nous nous sommes rapidement orientés vers la croissance d'antimoniures sur GaAs puis sur GaP/Si avec pour ambition d'obtenir des couches de bonne qualité cristalline avec une épaisseur maximale de couche tampon de l'ordre du micron. C'est ce qui a motivé notre étude sur les mécanismes de relaxation aux interfaces GaSb/GaAs et GaSb/GaP.

Dans le cas du système GaSb/GaAs, le désaccord de maille s'élève à un peu plus de 7%; il est de 12% entre GaSb et GaP. Naturellement, de tels désaccords conduisent irrémédiablement à la formation de dislocations permettant au GaSb de retrouver son paramètre naturel. La difficulté est de maîtriser la formation de ces défauts cristallins de telle sorte que les dislocations dites émergentes, qui peuvent être pénalisantes pour les propriétés des couches actives de surface, soient minimisées. Etudiées depuis plus de 20 ans pour différents systèmes de matériaux et différents désaccords paramétriques, les techniques les plus efficaces consistent généralement à augmenter progressivement le désaccord de maille par une rampe de composition graduelle permettant l'introduction progressive de dislocations de désadaptation qui au fur et mesure de la croissance voient leur segment émergent glisser vers les bords du substrat. Dans cette technique, la progressivité de l'introduction de la contrainte est indispensable sous peine de voir une densité trop importante de dislocations bloquer le glissement des segments émergents. Lorsque le désaccord de maille est inférieur à 4%, ce type de couche tampon a démontré son efficacité puisque dans le système AlInAs/GaInAs accordé en maille sur InP mais épitaxié sur substrat de GaAs à l'aide d'une rampe métamorphique $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$, des densités de dislocations émergentes raisonnables (de l'ordre de 10^6 cm^{-2}) ont pu être obtenues pour une épaisseur de couche de $1,5 \mu\text{m}$ [13]. Lorsque le désaccord de maille atteint ou dépasse 7%, comme c'est le cas dans les systèmes GaSb/GaAs et GaSb/GaP, pour atteindre de telles densités de dislocations, cette technique requiert une épaisseur importante et donc un temps de croissance très long étant donné les vitesses de croissance en épitaxie par jets moléculaires.

Dans les années 90, les premières expériences de microscopie électronique menées au CEMES par le groupe d'André Rocher sur le système GaSb/GaAs ont démontré une tendance naturelle de ce système à relaxer la contrainte par formation d'un réseau périodique de dislocations dans le plan de l'interface GaSb/GaAs [14] [15] [16]. Cette tendance a été également observée et confirmée quelques années plus tard par Kaspi *et al* [17] [18]. Même si l'essentiel de la contrainte est accommodé par ce réseau de dislocations d'interface, les quelques imperfections du réseau conduisent à des densités de défauts émergents élevées (de l'ordre de 10^9 cm^{-2}). Toutefois, en 2006, le groupe de Diana Huffaker à l'Université d'Albuquerque estime la densité de dislocations émergentes dans ses couches de GaSb/GaAs à quelques 10^5 cm^{-2} après avoir optimisé les conditions de croissance à l'interface GaSb/GaAs [19]. Si le rôle d'une préparation riche en antimoine est clair, de nombreuses ambiguïtés subsistaient encore sur les véritables conditions de croissance permettant d'atteindre ce résultat impressionnant mais également sur la compréhension des mécanismes fondamentaux permettant une telle optimisation du réseau de dislocation. Dans le cadre de la thèse de Sélim El Kazzi démarrée en octobre 2009 et financée par le projet ANR MOS35, nous avons donc entrepris en collaboration avec le groupe de microscopie électronique du CIMAP à Caen une étude méthodique des paramètres de croissance permettant d'optimiser ce processus de relaxation avec pour ambition de pouvoir ensuite le

transposer au système GaSb/GaP et ouvrir la voie à l'intégration d'antimoniures sur Si par l'intermédiaire de pseudo-substrats GaP/Si développés par ailleurs dans d'autres laboratoires.

La reconstruction de surface, un paramètre clé dans la relaxation

La reconstruction d'une surface est définie par l'arrangement des atomes de surface pour minimiser l'énergie du système. Cette propriété est très utilisée en épitaxie par jets moléculaires puisqu'elle peut être sondée *in situ* grâce à la diffraction d'un faisceau d'électrons rasant à haute énergie (RHEED). Cet arrangement des atomes de surface peut être observé *ex-situ* par microscopie STM ce qui permet d'établir des modèles de reconstruction corroborant les figures de diffraction observées. Ces reconstructions de surface dépendent généralement de la température, des flux d'éléments III et V auxquels la surface est exposée mais également de l'histoire de l'échantillon (par exemple, montée ou descente de la température).

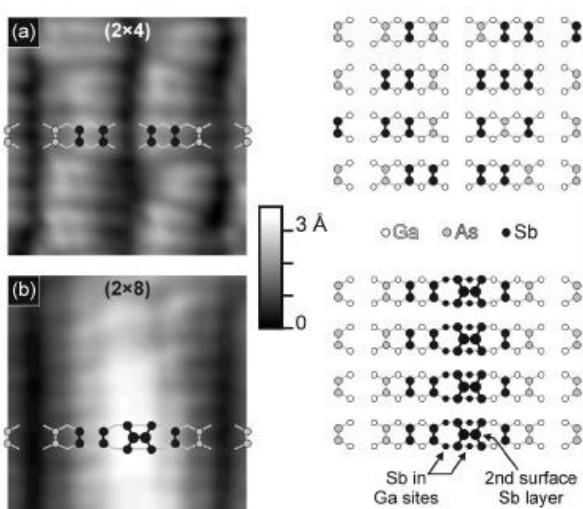


Figure 4– Images STM et modèles des reconstructions GaAs-Sb (2x4) (a) and (2x8) (b). La direction horizontale est [110]. (d'après [21]).

Parmi les reconstructions de surface de GaAs, la reconstruction dite (2x4) est couramment observée pendant la croissance épitaxiale de GaAs car elle correspond à une surface riche en Arsenic [20]. Lorsque cette surface est exposée à un flux d'antimoine, d'autres reconstructions sont observées et des modèles plus ou moins riches en antimoine ont été proposés [21] [22] [23]. La Figure 4 illustre ainsi les modèles des reconstructions de surface GaAs-Sb (2x4) et GaAs-Sb (2x8) établis par Whitman *et al* [21]. La reconstruction GaAs-Sb (2x4) présente une quantité d'antimoine en surface d'environ 0,5 monocouche alors que la reconstruction GaAs-Sb (2x8) présente des dimères d'antimoine en surface avec une couverture supérieure à une monocouche.

Les études que nous avons menées sur les reconstructions de GaAs antimonées ont permis de préciser les conditions expérimentales (température et durée d'exposition de la surface au flux d'antimoine) nécessaires à l'obtention de ces différentes reconstructions.

Pour comprendre l'influence de la reconstruction de surface de GaAs, nous avons observé la morphologie (par imagerie AFM) et la relaxation (par l'analyse des diagrammes RHEED) d'un film de GaSb de quelques monocouches en fonction des paramètres de croissance (Figure 5). Cette étude, menée dans le cadre de la thèse de Sélim El Kazzi [24], montre qu'une préparation de surface riche en antimoine permet « d'accélérer » la relaxation en réduisant l'épaisseur de la couche de mouillage. En revanche, quelle que soit la reconstruction de surface de départ, les morphologies de surface après le dépôt de 10 monocouches de GaSb sont très similaires présentant chacune des îlots plats et allongés suivant la direction [110]. La différence réside dans le délai d'apparition et donc dans la hauteur des îlots formés.

Ainsi, l'exposition de la surface GaAs à un flux d'antimoine avant le démarrage de la croissance de GaSb permet le passage d'un mode de croissance Stranski-Krastanov (couche de mouillage pseudo-

morphe 2D puis formation d'îlots 3D) à un mode de croissance Volmer-Weber (îlots 3D relaxés sans couche de mouillage). Cela se traduit par une augmentation de la hauteur moyenne des îlots lorsque la surface de dépôt est riche en antimoine. Si l'on suppose que l'optimisation de la relaxation par la formation d'un réseau de dislocations d'interface passe par une relaxation abrupte de la contrainte à l'interface GaSb/GaAs, le second mode de croissance est à privilégier.

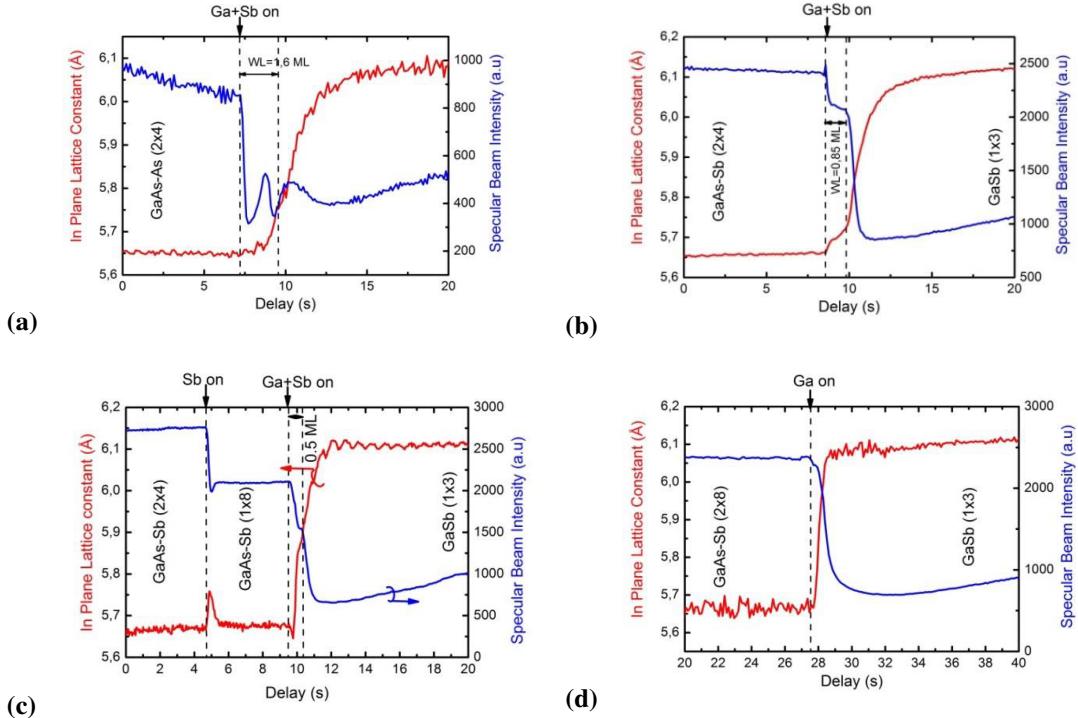


Figure 5 – Evolution du paramètre de maille et de l'intensité de la tâche spéculaire déduits du diagramme RHEED enregistré au cours de la croissance de 10 Mc de GaSb sur des surfaces de GaAs différemment reconstruites : GaAs-As (2x4) (a), GaAs-Sb (2x4) (b), GaAs-Sb (1x8) (c) et GaAs-Sb (2x8) (d).

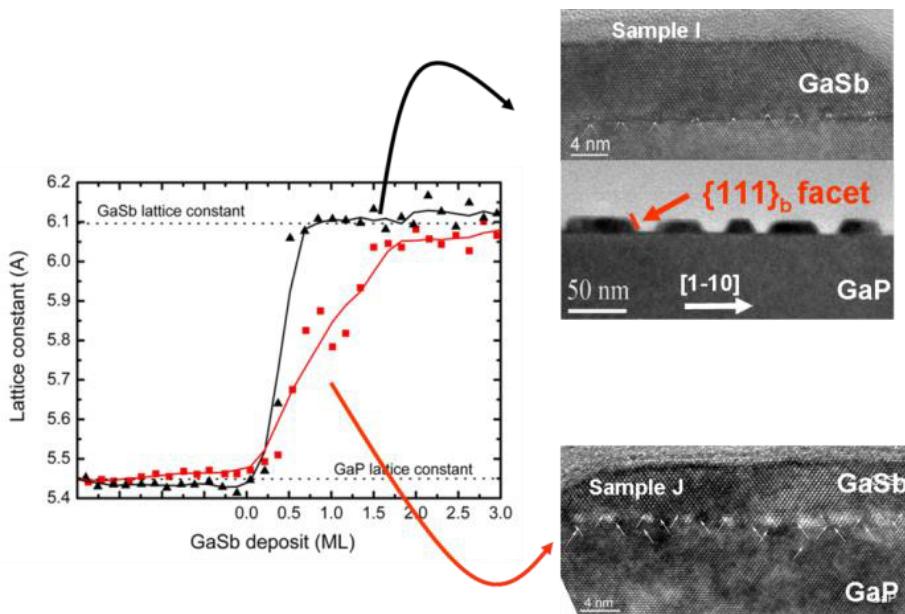


Figure 6 – Evolution du paramètre de maille déduite de l'analyse des figures de diffraction RHEED au cours des premiers instants de la croissance de GaSb sur GaP pour un échantillon présentant une surface GaP riche en Sb (sample I) et un échantillon présentant une surface GaP riche en Ga (sample J). Images TEM correspondant aux deux échantillons après un dépôt de 10 monocouches de GaSb.

Dans le cas d'une interface GaSb/GaP, nous avons également mis en évidence l'importance d'une surface GaP riche en antimoine pour l'obtention d'îlots GaSb relaxés par un réseau périodique de dislocations de Lomer. L'analyse de la relaxation par RHEED ainsi que les images TEM d'îlots GaSb sur deux types de surface GaP (riche en Sb ou riche en Ga) illustrent cette observation (Figure 6) [25].

L'effet de la température de croissance sur le mode de relaxation

Si une reconstruction de surface riche en antimoine permet d'obtenir un réseau de dislocations périodique confiné à l'interface entre GaSb et GaAs ou GaP, la relaxation induit également la formation d'îlots dont la hauteur peut atteindre plusieurs dizaines de nanomètres. Alors que les îlots peuvent présenter individuellement une relaxation sans défaut émergent, leur coalescence tardive peut conduire à la formation de défauts du type « micro-macles » (probablement liée à l'incohérence des réseaux de dislocations de chaque îlot). Nous avons donc cherché à comprendre l'influence des paramètres de croissance sur la morphologie des îlots en quête d'un mode de relaxation par réseau de dislocation d'interface qui resterait bidimensionnel et minimiseraient les défauts dus à la coalescence.

Naturellement, réduire la température de croissance favorise le mouillage de la surface et accélère la coalescence des îlots. Elle conduit également à une élongation asymétrique des îlots dans la direction [110] (Figure 7). Ce dernier effet est plutôt inattendu car réduire la température de croissance conduit généralement (dans le cas de la croissance d'InAs sur GaAs par exemple) à une réduction des longueurs de diffusion des adatomes en surface. Nous verrons un peu plus loin qu'il est probablement relié au taux de couverture de l'antimoine en surface.

L'autre conséquence d'une réduction de la température de croissance est une relaxation moindre de GaSb. Si le réseau de dislocations d'interface est toujours régulier et périodique, la distance entre dislocations augmente à faible température de croissance (Figure 8). Ceci s'explique par un apport énergétique réduit pour la formation de ces dislocations. Ainsi, réduire la température de croissance est une option pour obtenir un mode de croissance bidimensionnel relaxé mais la relaxation n'est que partielle et la contrainte résiduelle importante aboutit irrémédiablement à la formation de segments émergents en densité élevée lorsque l'épaisseur de matériau déposé augmente.

Un autre levier que la température de croissance est donc nécessaire pour accélérer la coalescence des îlots sans nuire à la relaxation.

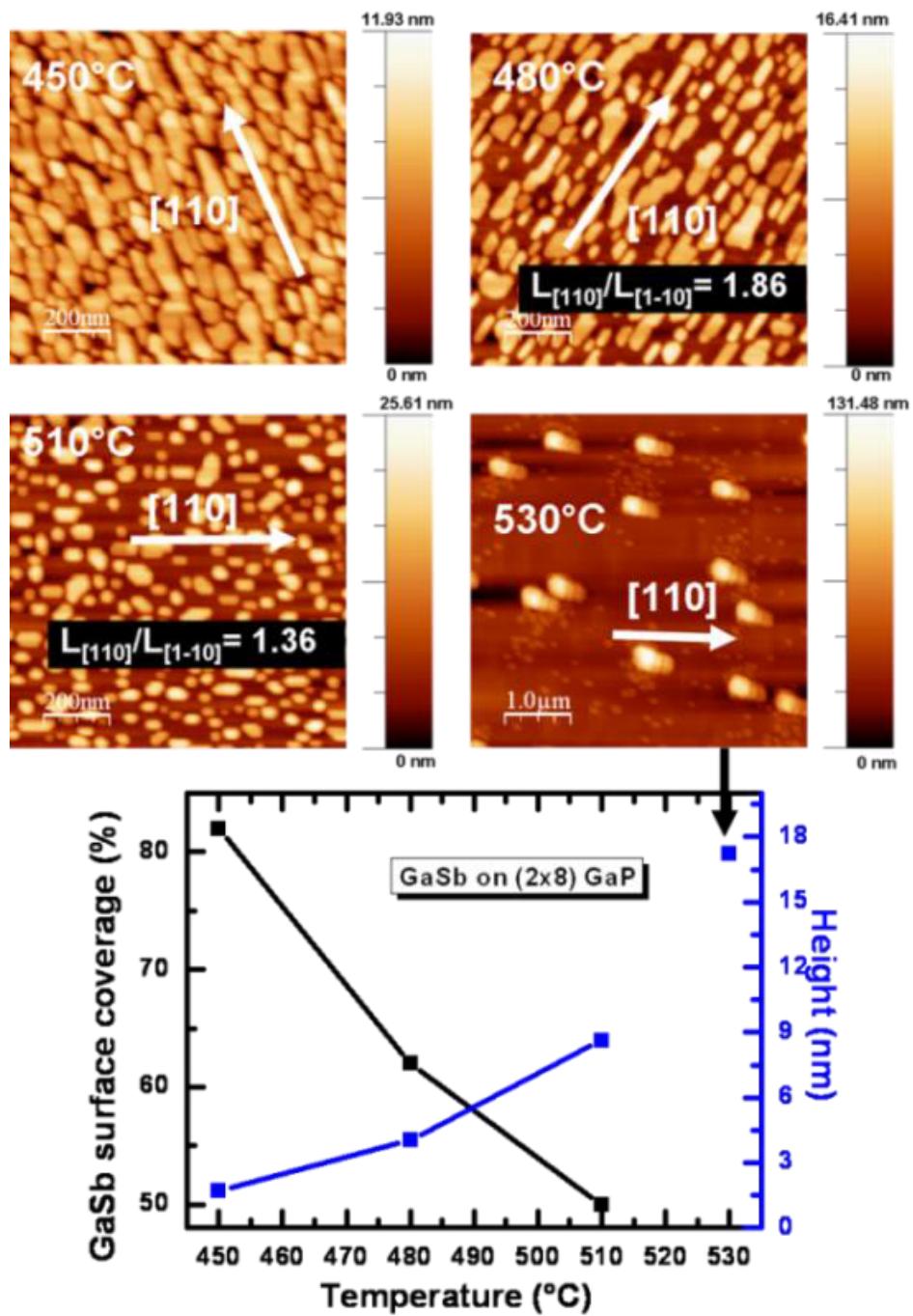


Figure 7 – Morphologie des îlots GaSb (10 Mc déposées) sur GaP en fonction de la température de croissance.

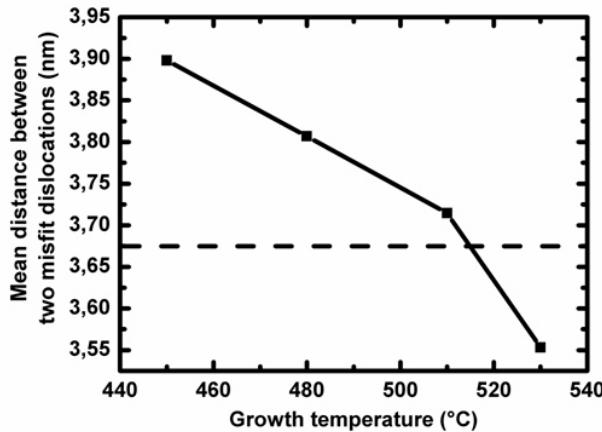


Figure 8 – Evolution de la distance moyenne entre deux dislocations de Lomer à l'interface entre GaSb et GaP en fonction de la température de croissance. La ligne en pointillée indique la distance théorique dans le cas d'une relaxation parfaite de la contrainte par un réseau périodique de dislocations de Lomer.

Les effets de l'excès d'antimoine sur la morphologie de croissance

Un flux d'antimoine excessif pendant la phase de nucléation de GaSb se traduit par une modification importante de la morphologie des îlots au démarrage de la croissance. Ainsi, comme nous pouvons le remarquer sur l'étude AFM présentée sur la Figure 9, un faible flux d'antimoine lors de la croissance de GaSb/GaP conduit à une faible densité de gros îlots plutôt allongés dans la direction [1-10]. Pour un excès d'antimoine modéré, les îlots sont petits, sans orientation privilégiée et avec une densité maximale. Enfin, lorsque le flux d'antimoine est largement en excès, la densité d'îlots est fortement réduite et on observe une franche élongation dans la direction [110]. Les observations TEM de la Figure 10 corroborent les résultats AFM et nous montrent également que lorsque le flux d'antimoine est trop faible, des fautes d'empilement apparaissent au sein des gros îlots. Au contraire lorsque l'antimoine est largement en excès, des îlots plats et relaxés par un réseau périodique de dislocations d'interface sont observés, avec la formation de facettes {111} bien définies.

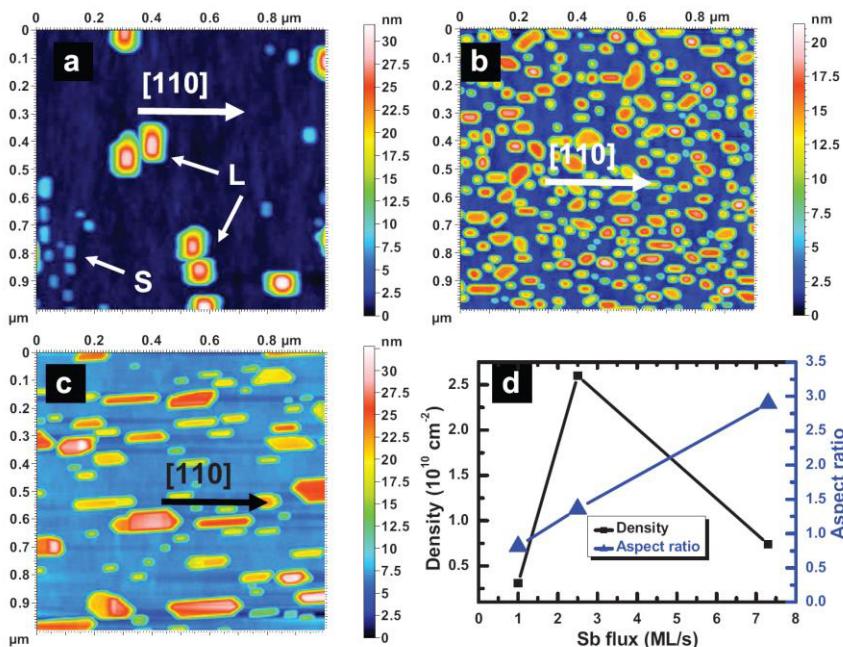


Figure 9 – Evolution de la morphologie des îlots de GaSb/GaP en fonction du flux d'antimoine pendant la croissance (Sb/Ga=1.4 (a), Sb/Ga=3 (b), Sb/Ga=10 (c), densité et rapport d'aspect des îlots de GaSb en fonction du flux d'antimoine pour une température de croissance égale à 510 °C et une épaisseur nominale de GaSb de 10 monocouches).

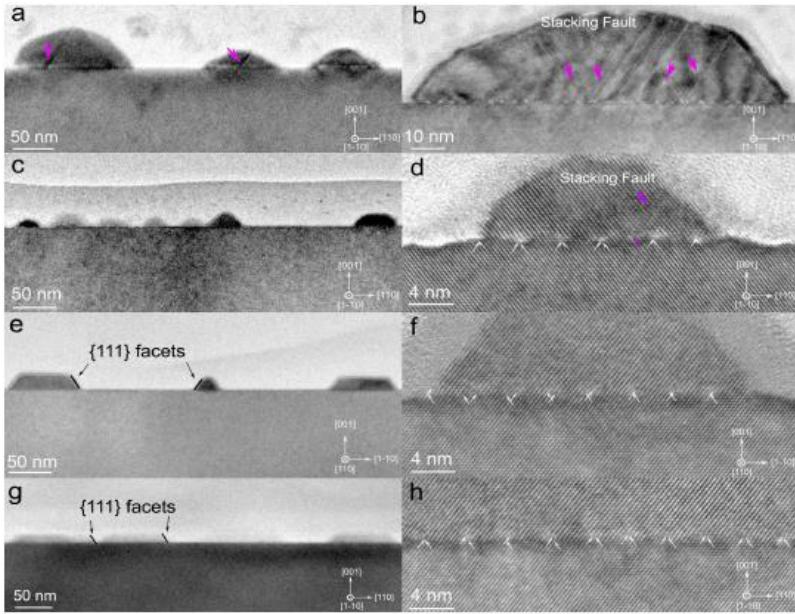


Figure 10 – Image SEM en coupes transverses des îlots dont la morphologie est présentée sur la figure 9. Les images a et b correspondent à un faible flux d'antimoine, les images c et d à un flux intermédiaire et les images e, f, g et h à un flux élevé.

Le taux de ré-évaporation de l'antimoine en surface étant fortement lié à la température de l'échantillon au-delà de 470°C, les effets d'un excès d'antimoine durant l'étape de nucléation de GaSb sur GaP peuvent également être observés indirectement lorsqu'on réduit la température de croissance à flux d'antimoine constant. Cette évolution de la morphologie des îlots en fonction du flux d'antimoine utilisé peut s'expliquer en considérant la nature des liaisons pendantes des facettes observées [26]. La Figure 11 illustre la forme des îlots et la nature des terminaisons des différentes facettes. L'élargissement des îlots suivant la direction [110] suppose un coût énergétique supérieur (et donc une plus grande réactivité) des surfaces (111)_A terminées par des liaisons insatisfaites au niveau des atomes de Ga. La réactivité moindre des facettes (111)_B et (001) s'explique par la stabilité des liaisons Sb-Sb formées en surface. Cette faible réactivité augmente la longueur de diffusion des adatomes de Ga sur la surface et donc l'élargissement des îlots dans la direction [110].

Nous avons mis en évidence l'effet de la température de croissance et du flux d'antimoine sur la stabilité des liaisons Sb et comment ces paramètres influencent la longueur de diffusion des adatomes de Ga [26]. Ces observations sont spécifiques au matériau GaSb où la différence énergétique entre les liaisons Ga-Sb et Sb-Sb est relativement faible et donc la force motrice permettant à un adatome de gallium de casser une liaison Sb-Sb pour en former une Ga-Sb est limitée.

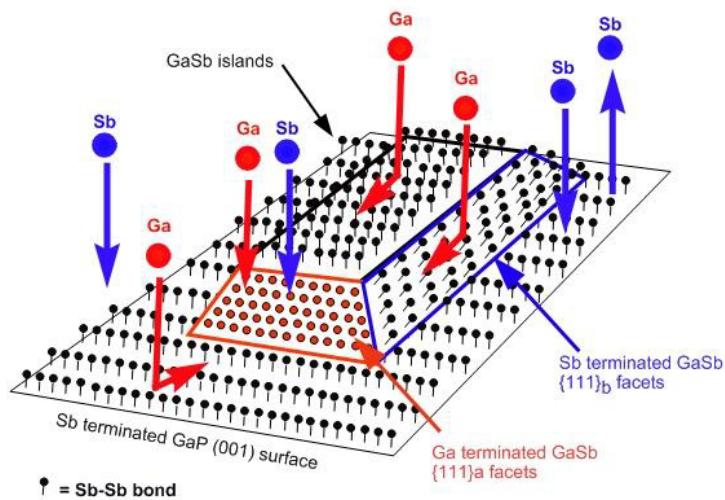


Figure 11 – Interprétation du phénomène d’élargissement des îlots par la saturation des liaisons pendantes des facettes $\{111\}_b$ conduisant à une diffusion des atomes de Ga jusqu’aux facettes $\{111\}_a$.

Impact des conditions de croissance sur la nature des dislocations d’interface

Des observations par microscopie électronique à transmission à haute résolution associées à des simulations par dynamique moléculaire réalisées par Yi Wang et Pierre Ruterana au Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP) ont permis d’étudier précisément les réseaux de dislocations aux interfaces GaSb/GaAs et GaSb/GaP. Ces résultats ont mis en évidence l’influence des conditions de croissance sur la nature des dislocations. En particulier, il a été démontré que les dislocations de Lomer étaient formées par l’interaction de deux dislocations à 60° et qu’une faible température de croissance et donc une coalescence très rapide des îlots favorisaient la compacité du cœur de la dislocation [27].

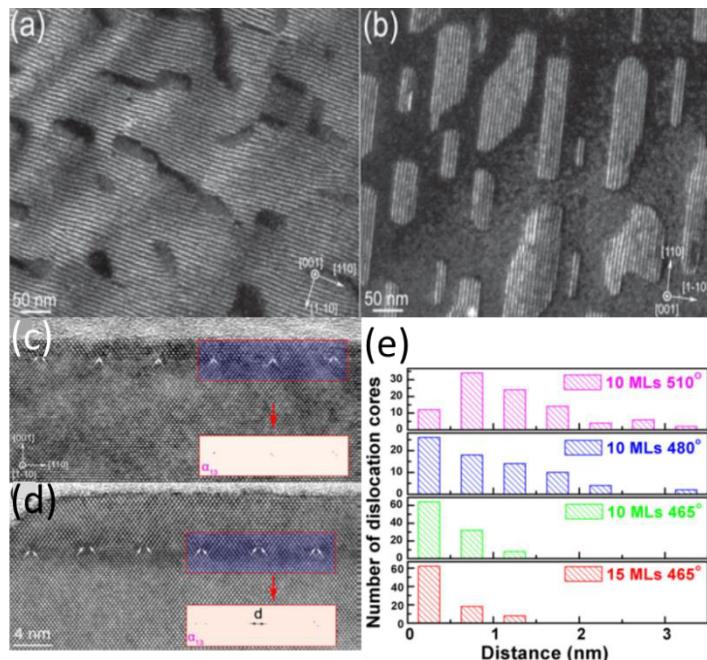


Figure 12 – Images TEM en vue plane et champ sombre d’une couche de GaSb (10 MLs) épitaxiée sur GaAs à 465°C (a) et 510°C (b) mettant en évidence l’influence de la température sur la morphologie de croissance. Les images (c) et (d) sont des images en section transverse à haute résolution correspondant respectivement aux images (a) et (b). Un zoom (rectangle rouge) sur les coeurs de dislocations associé à un traitement GPA permet de déduire la distance entre les extrémités des plans $\{111\}$ supplémentaires (flèches blanches) formant la dislocation de Lomer. La figure (e) montre la distribution statistique de la taille des coeurs de dislocations en fonction de la température de croissance [27].

Ces études ont également mis en évidence l’impact d’une surface riche en antimoine sur la formation des dislocations. En effet, deux types de dislocation de Lomer ont été identifiés : des dislocations

« conventionnelles » où le cœur de la dislocation est exactement dans le plan de l’interface (Figure 13), et des dislocations situées au-dessus d’un plan atomique d’antimoine (Figure 14). Les calculs réalisés par Yi Wang (CIMAP) montrent que ces dernières présentent un cœur plus compact et une plus grande capacité à relaxer la contrainte [28].

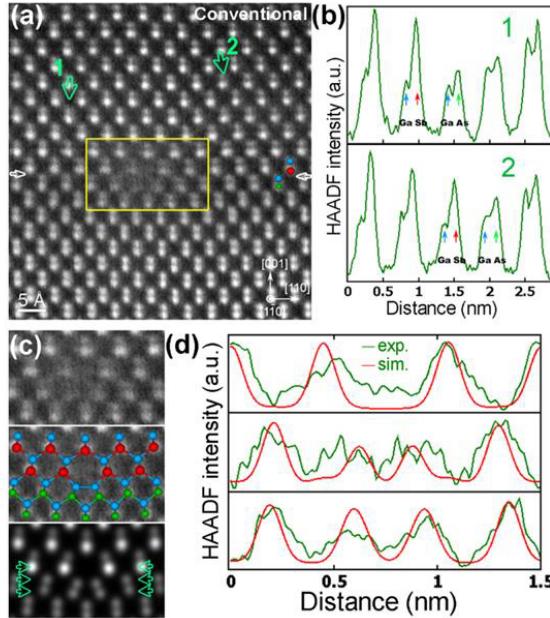


Figure 13 – (a) Image HAADF (CIMAP Caen) du cœur d’une dislocation de Lomer de nature sessile « conventionnelle » où les anneaux de cinq et sept atomes sont situés de part et d’autre de l’interface. (b) Profils d’intensité à travers l’interface (partant des points 1 et 2 indiqués sur la figure a) indiquant clairement la position de l’interface GaSb/GaAs. (c) Zoom sur la partie encadrée en jaune sur la figure a superposé à un modèle atomique simulé par dynamique moléculaire et image HAADF-STEM simulée à partir de ce modèle. (d) Profils d’intensité à travers le cœur de la dislocation le long des lignes indiquées par les flèches vertes sur la figure c [28].

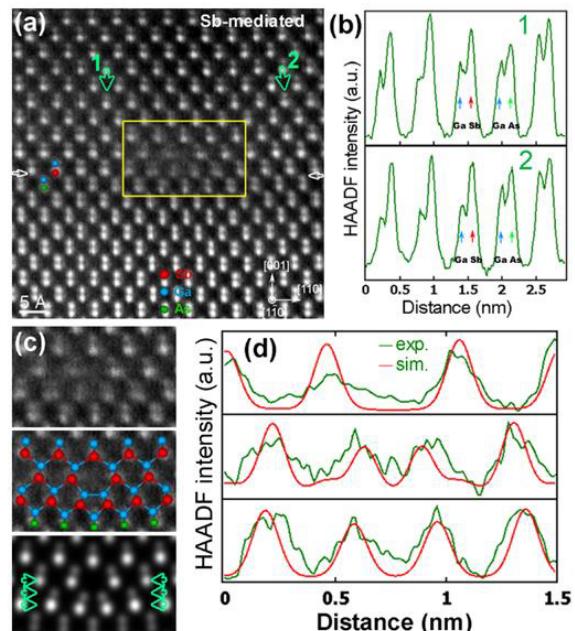


Figure 14 – (a) Image HAADF (CIMAP Caen) du cœur d’une dislocation de Lomer de nature sessile située sur une monocouche d’antimoine au-dessus de l’interface GaSb/GaAs. (b) Profils d’intensité à travers l’interface (partant des points 1 et 2 indiqués sur la figure a). (c) Zoom sur la partie encadrée en jaune sur la figure (a) superposé à un modèle atomique simulé par dynamique moléculaire et image HAADF-STEM simulée à partir de ce modèle. (d) Profils d’intensité à travers le cœur de la dislocation le long des lignes indiquées par les flèches vertes sur la figure c [28].

Perspectives

Les différentes études que nous avons menées sur la relaxation des systèmes GaSb/GaAs et GaSb/GaP nous ont permis d'identifier les paramètres clés dans la relaxation de GaSb et dans l'optimisation du réseau de dislocations de désadaptation formé à l'interface. Deux voies antagonistes ont été identifiées :

- la promotion de la relaxation par un mode de croissance par îlots où chaque îlot peut présenter individuellement une excellente qualité cristalline grâce à un réseau de dislocations d'interface très périodique. Malheureusement, la rugosité induite est élevée et l'incohérence des îlots peut conduire à la formation de micro-macles lorsqu'ils coalescent.
- la minimisation de la rugosité en favorisant un mode bidimensionnel relaxé. Malheureusement, le taux de relaxation obtenu est partiel et l'énergie élastique emmagasinée conduit irrémédiablement à une relaxation plastique complémentaire lorsque l'épaisseur de matériau déposé augmente.

Pour juger de la qualité des couches épitaxiées, il est nécessaire d'évaluer précisément la densité de dislocations émergentes. L'imagerie par microscopie électronique à transmission en section transverse, si elle permet d'observer des zones où la relaxation par réseau de dislocations d'interface est quasi-parfaite, offre difficilement la possibilité d'établir la densité de dislocations émergentes de manière statistique. Des méthodes chimiques permettant de révéler les dislocations de surface dans GaSb sont parfois utilisées mais leur fiabilité pose parfois question. L'analyse de la largeur du pic de diffraction X en fonction des différents angles de réflexion peut être une solution indirecte pour quantifier le degré de perfection du réseau de dislocations d'interface [29] mais les différents modèles proposés permettent difficilement d'en déduire une densité de dislocations émergentes. La solution la plus appropriée (et aussi sans doute la plus contraignante) pour mesurer effectivement la quantité de défauts émergents est l'imagerie TEM en vue planaire. D'après les mesures TEM en vue plane réalisées au CIMAP, la densité de dislocations émergentes sur nos épitaxies de GaSb/GaAs (épaisseur = 600 nm) dans des conditions de croissance privilégiant le mode « bidimensionnel relaxé » est de l'ordre $2.2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$. Cette valeur correspond à une perfection du réseau de dislocations de Lomer d'interface de 93.5% établie par une analyse TEM en section transverse. Cette valeur traduit la proportion de dislocations de Lomer pures observées à l'interface et non la régularité du réseau (cette dernière étant difficile à quantifier précisément), les autres étant des dislocations 60°.

La méthode consistant à réduire la température de croissance pour favoriser la régularité du réseau de dislocation de Lomer et minimiser la rugosité peut être améliorée en insérant entre GaAs et GaSb un matériau dont le paramètre de maille est légèrement supérieur, Al_xIn_{1-x}Sb par exemple [30]. Ainsi, même si la relaxation par le réseau de dislocations d'interface n'est que partielle, le paramètre de maille obtenu au final peut correspondre à celui de GaSb. Des résultats préliminaires utilisant quelques monocouches d'AlSb à l'interface ont montré une amélioration de la densité de dislocations émergentes obtenue [31]. Les résultats du Tableau 1 montrent que cette densité est réduite de 2.2×10^8 à $6.4 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ en intercalant 4 monocouches d'AlSb à l'interface entre GaSb et GaAs [32]. L'optimisation du taux d'indium dans la couche d'AlInSb, de la température de croissance et de l'épaisseur de cette couche intermédiaire devrait permettre d'améliorer encore la qualité de la couche GaSb obtenue.

	Sans couche interfaciale d'AlSb	Avec une couche interfaciale d'AlSb
Epaisseur d'AlSb (ML)	0	4
Dislocation émergentes (10^8 defects/cm ²)	2.2	0.64
Espacement entre Lomer (nm)	5.5±0.01	5.5±0.01
Epaisseur de l'interface (nm)	0.95	0.7
Pure Lomer dislocation (%)	93.5%	100%

Tableau 1 – Rôle d'une couche interfaciale d'AlSb sur les propriétés structurales d'une couche de 600 nm GaSb épitaxiée sur GaAs (d'après les analyses TEM (vue plane et section transverse) réalisées par Yi Wang au CIMAP) [32].

L'autre méthode consistant à privilégier la relaxation au prix de la formation d'îlots peut également être envisagée si la surface de matériau nécessaire à la réalisation du composant est petite (c'est le cas en général pour des transistors dédiés à des applications numériques faible consommation). Les différentes étapes technologiques supposent toutefois de maîtriser la localisation des îlots et un mode de croissance sélectif doit être envisagé. C'est ce travail que nous avons entrepris dans le cadre de la thèse de Maria Fahed démarrée en octobre 2013 et que je développerai plus en détail dans la dernière partie de ce manuscrit.

II.2. Contribution à la croissance métamorphique d'hétérostructures à haute mobilité électronique à base d'InAs

L'hétérostructure Al(Ga)Sb/InAs : tous les ingrédients pour une excellente conductance bidimensionnelle à température ambiante mais un système difficile à dompter

Dès la fin des années 80 et les travaux pionniers de Chang *et al* [33] puis du groupe de Herbert Kroemer à Santa Barbara, les formidables propriétés de transport électronique de l'hétérostructure AlSb/InAs ont été identifiées. Elle présente en effet de nombreux avantages pour l'obtention de gaz bidimensionnels d'électrons combinant à la fois une haute mobilité électronique et une forte densité de porteurs. Premièrement, l'InAs présente une masse effective électronique parmi les plus faibles des matériaux III-V ($m_e=0.025m_0$). L'hétérostructure AlSb/InAs présente également un grand décalage entre les bandes de conduction d'InAs et d'AlSb (1,35 eV). La combinaison de ces deux propriétés permet d'obtenir des résistances bidimensionnelles très faibles, jusqu'à moins de $100 \Omega/\square$ à température ambiante.

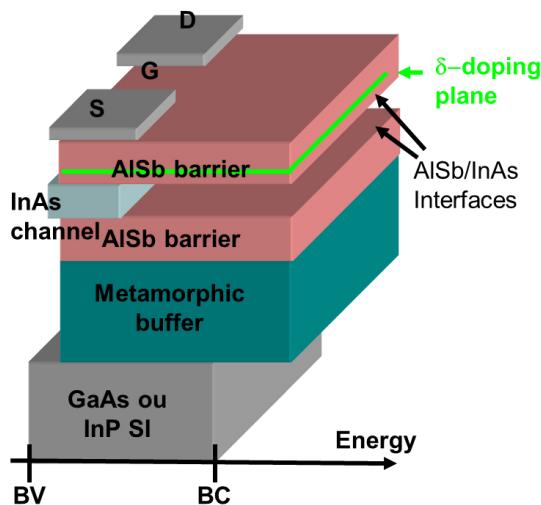


Figure 15 – Schéma simplifié d'un transistor HEMT basé sur l'hétérostructure AlSb/InAs

Malgré ces performances inégalées, il a fallu attendre la fin des années 90 pour voir la démonstration de transistors HEMT performants avec ce système de matériaux [34]. Les difficultés liées à la croissance de ce type d'hétérostructure visant à la réalisation d'un transistor HEMT (Figure 15) sont en effet multiples :

- **L'absence de substrat semi-isolant accordé en maille :**

Comme évoqué précédemment, l'utilisation d'un substrat et d'une couche tampon isolants sont indispensables à la réalisation d'un transistor visant un fonctionnement à haute fréquence. La faible énergie de bande interdite de GaSb contraint à l'utilisation d'AlSb ou d'AlGaSb pour la couche tampon. Comme nous le verrons par la suite, la qualité des hétérostructures obtenues avec ce type de couche tampon peut conduire à une dégradation des propriétés de transport électronique. De plus, la forte sensibilité de ces matériaux à l'oxydation entraîne des problèmes de gravure et de stabilité dans le temps des composants. La passivation des composants est alors essentielle.

- ***Le dopage n des antimoniuress :***

Le dopage n des matériaux à base d'antimoine (AlSb ou GaSb) ne peut être obtenu par l'incorporation de Si dans le matériau. Ce dernier étant amphotère dans les III-Vs, il introduit majoritairement des niveaux accepteurs dans les antimoniuress contrairement aux arséniures. L'utilisation d'un dopage à base de Te est donc nécessaire. Ce matériau présentant une pression de vapeur très élevée, son utilisation pure est proscrite et l'emploi d'un matériau tel que GaTe est préférable. Comme l'a montré Sasa *et al* [35], une ingénierie de bande particulière permet tout de même l'utilisation du Si en intégrant le plan de dopage dans un puits très fin d'InAs inséré dans la barrière AlSb. Nous avons étudié les deux voies et comme nous le verrons, la première solution est la plus adaptée à la réalisation de transistors HEMTs performants.

- ***La sensibilité d'AlSb à l'oxydation :***

La forte réactivité d'AlSb nécessite l'ajout d'un matériau « grand gap » de passivation en surface pour la réalisation d'une grille schottky efficace. Cela passe nécessairement par la croissance d'une fine couche fortement contrainte d'AlInAs [36] ou d'AlInSb [37]. Un compromis entre l'épaisseur de cette couche, sa relaxation et sa rugosité est à trouver pour optimiser la technologie de recess et les performances du transistor.

- ***Les interfaces :***

Les matériaux AlSb et InAs ont la particularité de n'avoir aucun élément commun. A l'interface entre ces deux semiconducteurs, deux options sont alors possibles : une interface de type InSb ou une interface de type AlAs. L'épitaxie par jets moléculaires offre la possibilité de contrôler précisément le type d'interface et de cette manière augmenter l'épaisseur critique de relaxation du canal. En effet, lorsque l'hétérostructure est épitaxiée sur une couche tampon GaSb (ou AlSb), il existe une contrainte extensive dans le canal InAs que l'on peut compenser par une interface de type InSb alors qu'une interface de type AlAs ajoute une contrainte extensive supplémentaire et peut conduire à une dégradation de la mobilité électronique.

La croissance EJM d'hétérostructures AlSb/InAs pour la haute mobilité électronique

Le critère le plus pertinent pour juger la qualité d'une hétérostructure AlSb/InAs est la mobilité des électrons à température ambiante mais encore plus à basse température où la diffusion par les phonons ne masque plus les limitations dues à certains défauts cristallins. Parmi les facteurs limitant la mobilité, on peut citer les interactions électrostatiques avec les charges du plan de dopage, la rugosité d'interface ou les impuretés résiduelles des matériaux. L'une des difficultés de la mesure de mobilité par effet Hall est qu'elle nécessite la réalisation de trèfles ou de barres de Hall qui permettent d'évaluer les propriétés de transport dans le canal InAs sans être parasitées par d'autres canaux de conduction parallèle. En particulier, cela impose la croissance de l'hétérostructure sur un substrat semi-isolant. Ce type de substrat n'existant pas dans la filière « 6.1 Å », le recours à une couche tampon métamorphique est indispensable, mais il introduit des défauts émergents et une rugosité qui peuvent altérer la mobilité. Optimiser les paramètres de croissance de l'hétérostructure HEMT AlSb/InAs est donc indissociable de l'optimisation de la couche tampon nécessaire à l'adaptation en maille vers un substrat semi-isolant.

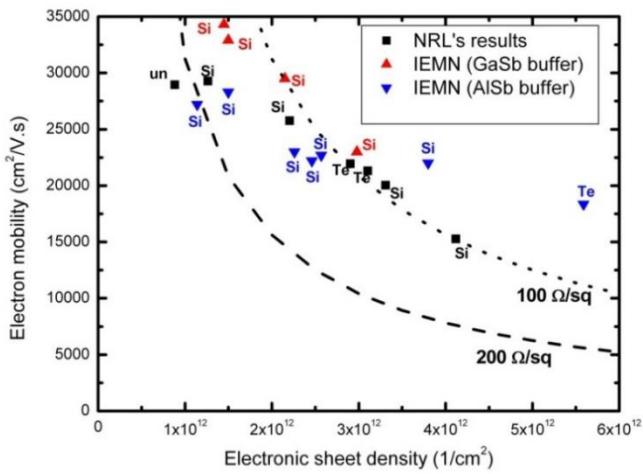


Figure 16 – Propriétés de transport des hétérostructures AlSb/InAs épitaxiées sur InP à l’IEMN avec un plan de dopage Te ou Si et comparaison à l’état de l’art de l’époque établi par le Naval Research Laboratory [38]

Par ordre de désaccord paramétrique, nous avons donc entrepris les premières hétérostructures sur substrat semi-isolant d’InP. Les résultats les plus satisfaisants en termes de mobilité ont été obtenus par l’utilisation d’une couche d’adaptation uniforme en GaSb puisque des mobilités à température ambiante proches des valeurs théoriques ($33000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) ont été obtenues. A 77K, des valeurs à l’état de l’art ont également été démontrées ($220\,000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) [39]. Le remplacement du GaSb par de l’AlSb au niveau de la couche tampon, s’il a l’avantage d’offrir une meilleure isolation, entraîne également une dégradation de la mobilité en particulier à basse température. A température ambiante, comme le montre la Figure 16, ces effets sont visibles lorsque les interactions de Coulomb avec le plan de dopage sont réduites, c’est-à-dire pour des valeurs d’espacement de 10 à 20 nm. Dans la littérature, cette dégradation est attribuée à une rugosité supérieure des couches tampons en AlSb [40]. Comme nous le verrons par la suite, la formation de macles, plus importante dans le cas d’une couche tampon en AlSb, explique également cette dégradation de mobilité. Les optimisations de la structure active de l’hétérostructure AlSb/InAs ont donc été menées par l’intermédiaire d’une couche tampon en GaSb sur substrat InP. Les valeurs de mobilité mesurées sur ces structures à différentes températures sont résumées sur le Tableau 2. Par la suite, cette structure optimisée nous a servi de véhicule de test pour étendre les résultats à d’autres substrats semi-isolants présentant des désaccords paramétriques plus importants tels que GaAs, GaP ou Si.

	Sheet density (cm^{-2}) 300K	μ (300K) ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	μ (77K) ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	μ (<5K) ¹ ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)
Buffer 1.2 μm GaSb/ <u>InP</u>	1.45×10^{12}	34300	223000	310000
Buffer 0.6 μm GaSb/ <u>InP</u>	1.5×10^{12}	32900	197000	240000

Tableau 2 – Propriétés de transport d’hétérostructures AlSb/InAs sur InP optimisées pour la haute mobilité à l’IEMN

Parmi les optimisations de la structure active, nous avons étudié les deux modes d’introduction d’un plan de dopage dans la barrière AlSb : plan de dopage Si au sein d’un puits très fin d’InAs inséré dans la barrière AlSb ou plan de dopage Te dans la barrière AlSb (Figure 17). La Figure 16 nous montre que

¹ Mobilité de Hall mesurée par Hermann Sellier à l’Institut Néel

pour des dopages intermédiaires, la différence entre les deux techniques est assez faible. En revanche, le dopage Te nous a permis d'atteindre des densités électroniques supérieures à $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ tout en conservant des mobilités de l'ordre de $18000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

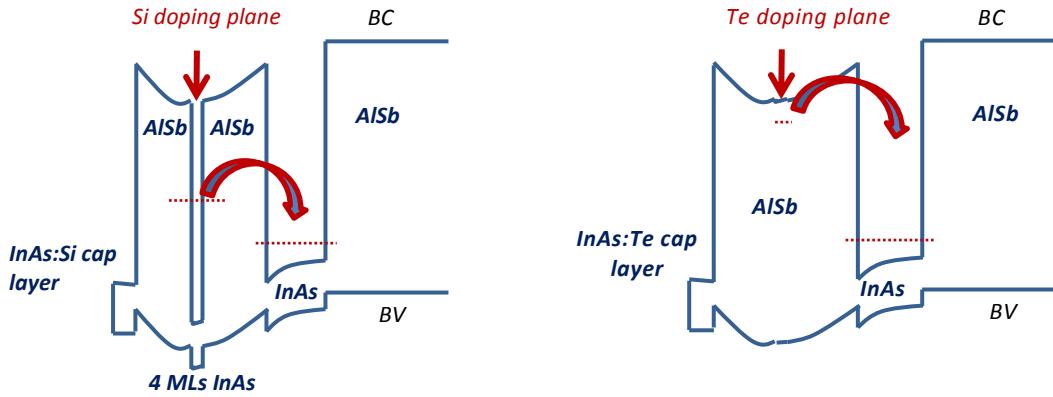


Figure 17 – Illustration du principe de dopage de l'hétérostructure AlSb/InAs en utilisant un plan de dopage Si (schéma de gauche) ou Te (schéma de droite).

Comme évoqué précédemment, nous avons pu observer que l'utilisation d'une couche tampon en AlSb conduisait généralement à une dégradation des propriétés de transport dans l'InAs. La dégradation n'est cependant pas isotrope et une large dissymétrie de mobilité a été constatée entre les directions [110] et [1-10] [41]. Celle-ci est principalement due à la formation de véritables tranchées orientées dans la direction [110] dans le canal InAs lorsqu'une couche tampon en AlSb est utilisée. Ce résultat a pu être constaté sur substrat InP, GaAs ou GaP avec une densité de défauts augmentant en fonction du désaccord de maille. L'analyse TEM réalisée à l'Université de Chalmers sur une de nos épitaxies réalisées sur substrat InP a montré que ces tranchées étaient directement reliées à l'interaction entre le canal InAs contraint en extension et un défaut émergeant provenant de la couche tampon (Figure 18).

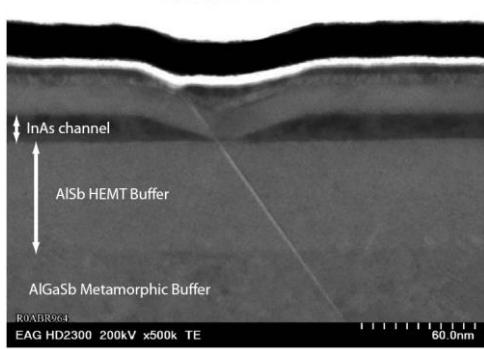


Figure 18 – Image TEM réalisée à l'Université de Chalmers sur l'une de nos épitaxies et montrant une tranchée dans le canal InAs suite à la présence d'un défaut cristallin émergeant de la couche tampon en AlGaSb sur GaAs [41].

Avec des conditions de croissance identiques (même flux d'antimoine, même vitesse de croissance, même température), la couche tampon AlSb conduit à une densité de ce type de défauts émergents supérieure à celle d'une couche tampon GaSb. Parmi les différences majeures entre ces deux matériaux, il y a bien entendu la plus faible mobilité des adatomes d'Al par rapport à ceux de Ga mais aussi le taux de ré-évaporation de l'antimoine en surface plus faible dans le cas d'AlSb. Ces deux propriétés ont d'abord une influence directe sur la morphologie de la couche de nucléation au démarrage de la couche tampon : la première favorise la formation de petits îlots en forte densité et donc limite la rugosité de départ et la seconde agit directement sur la forme et surtout l'élargissement des îlots. Nous avons en effet montré (cf. partie précédente) qu'un rapport V/III effectif élevé favorisait la formation d'îlots allongés dans la direction [110]. Après cette phase de nucléation, les îlots se rejoignent pour former une surface

de GaSb ou d'AlSb continue plus ou moins rugueuse. Nous avons montré par des analyses TEM réalisées au CIMAP que des défauts émergeants de type « micro-macles » se formaient durant l'étape de coalescence des îlots (Figure 19).

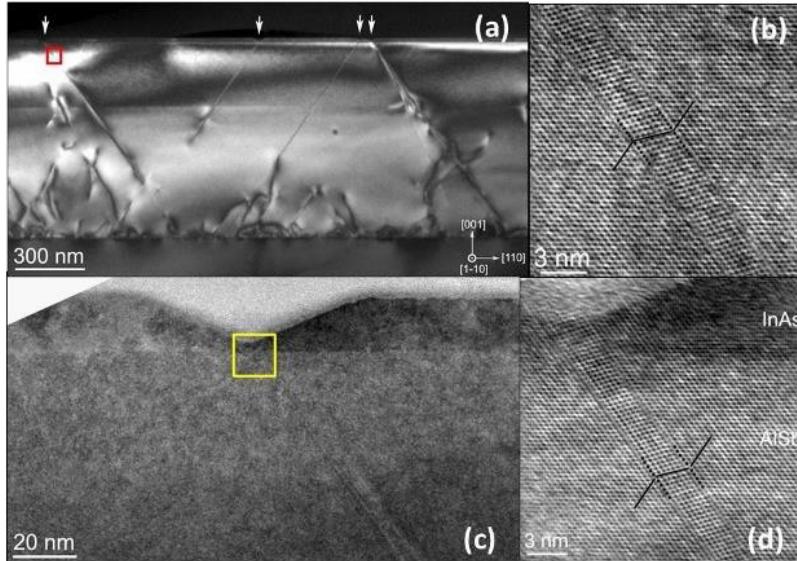


Figure 19 – Images en microscopie électronique à transmission réalisées au CIMAP sur une couche d'AlSb recouverte d'une couche fine d'InAs avec un fort flux d'antimoine pendant la phase de nucléation d'AlSb. Les images haute résolution b et c montrent que le défaut émergeant est de type macle et qu'il provoque la formation d'une tranchée dans la couche d'InAs [42]

Les densités de tranchées obtenues dans les couches d'InAs sont directement reliées aux conditions de croissance utilisées pendant cette phase et en particulier au rapport Sb/III qui comme nous l'avons vu dans la partie précédente influe fortement sur la forme et la densité des îlots obtenus. En mesurant la mobilité dans les deux directions cristallographiques du plan de l'hétérostructure à l'aide de barres de Hall, nous avons mis en évidence cette relation dans le cas d'une croissance métamorphique sur substrat GaAs utilisant une couche d'adaptation en AlSb [42] mais aussi sur un substrat GaP avec une couche d'adaptation en GaSb [43]. Dans les deux cas, la diminution du flux d'antimoine pendant la phase de coalescence permet de réduire la formation de ces micro-macles et donc de diminuer de manière significative la formation de tranchées [1-10] dans le canal InAs. La mobilité électrique s'en trouve donc améliorée et retrouve un caractère isotrope (Figure 20).

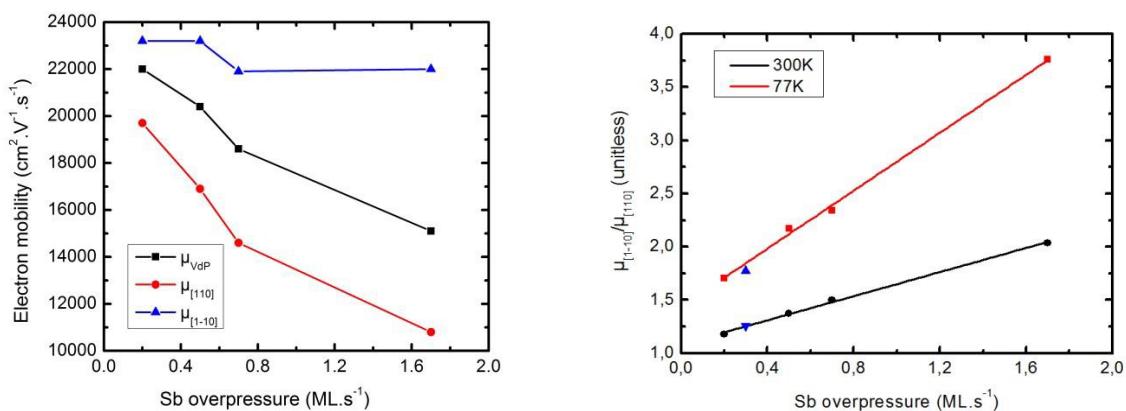


Figure 20 – Illustration de l'effet d'un excès d'antimoine pendant la nucléation de la couche tampon AlSb sur l'anisotropie de mobilité dans une hétérostructure AlSb/InAs épitaxiée sur GaAs. Les courbes de gauche montrent l'évolution de la mobilité suivant l'orientation cristallographique des barres de Hall. Les courbes de droite montrent l'évolution de l'anisotropie à 300K et 77K.

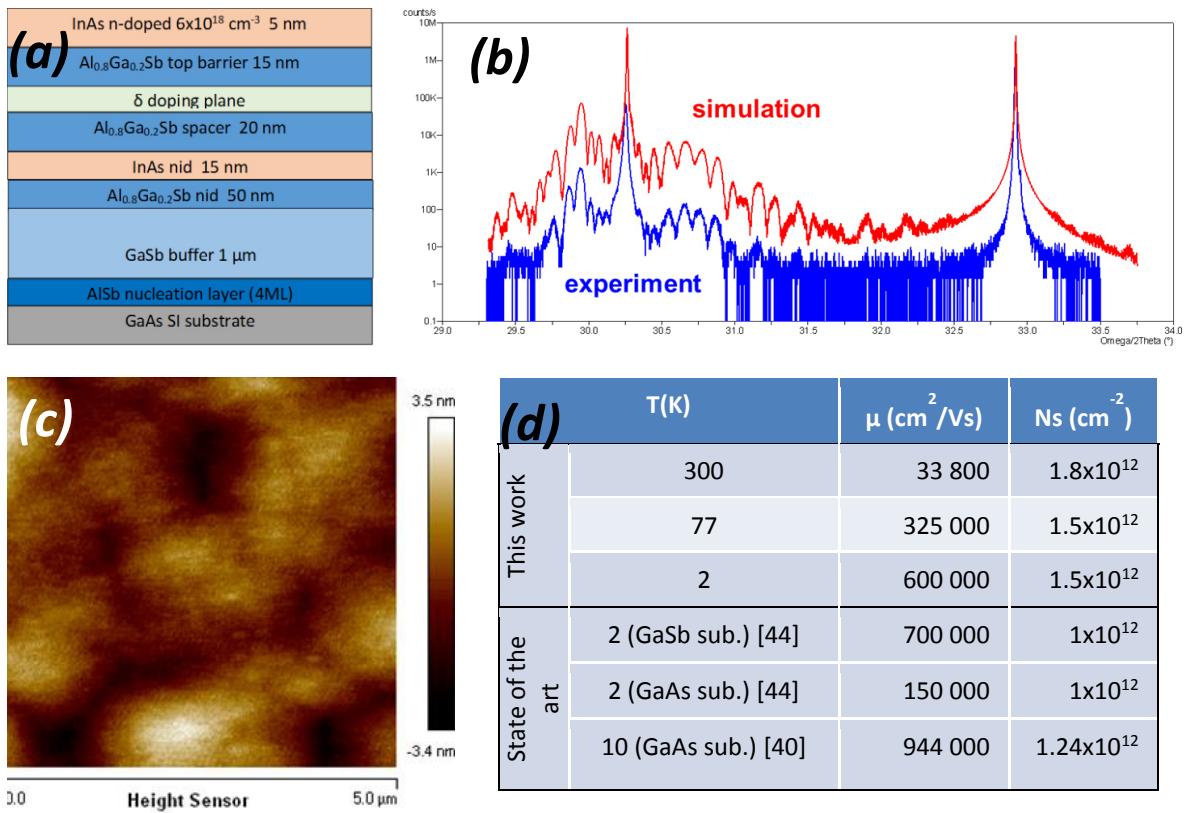


Figure 21 – Hétérostructure AlSb/InAs épitaxiée sur GaAs présentant une mobilité électronique atteignant 600 000 $\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ à basse température. (a) Schéma de la structure, (b) Spectre de diffraction X, (c) image AFM de la surface (RMS=0.95 nm) et (d) mobilité et densité électroniques en fonction de la température comparées à l'état de l'art.

Ces différentes études ont permis d'optimiser l'hétérostructure en termes de qualité cristalline (Figure 21.b) et de rugosité de surface (Figure 21.c) pour parvenir à une mobilité électronique atteignant 325 000 $\text{cm}^2/\text{V.s}$ à 77K et 600 000 $\text{cm}^2/\text{V.s}$ à 2K pour une densité d'électrons dans le canal égale à $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. En comparant ces résultats avec les valeurs publiées récemment par l'Université de Californie à Santa-Barbara [44], on s'aperçoit qu'ils sont comparables à ce qui est obtenu sur substrat GaSb. Seul un article publié par le groupe d'Herbert Kroemer à Santa Barbara en 1997 rapporte un résultat meilleur avec une mobilité à 10K supérieure à 900 000 $\text{cm}^2/\text{V.s}$. sur substrat GaAs [40].

Une hétérostructure à haute mobilité électronique intégrée sur Silicium

L'optimisation de la couche tampon, également menée sur substrat GaP, a permis par la suite la croissance d'hétérostructures AlSb/InAs sur des pseudo-substrats GaP/Si réalisés par MOVPE par la société NAsP III/V, start-up associée à l'Université de Marbourg en Allemagne. En combinant leur savoir-faire en termes de réduction des parois d'antiphase sur une structure GaP/Si accordée en maille avec notre optimisation de l'accommodation du paramètre de maille GaSb/GaP, nous avons pu démontrer une hétérostructure AlSb/InAs sur substrat Si (001) non-désorienté (ou plutôt très faiblement désorienté) avec une mobilité électronique à température ambiante égale à $28000 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ et dépassant $100000 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ à basse température [43]. Comme le montrent les images de la Figure 22, ces résultats ont été obtenus grâce à la bonne qualité cristalline des épitaxies, que ce soit au niveau de la rugosité de surface (RMS = 0.8 nm sur une image 5x5 μm^2) ou de la qualité structurale du matériau comme en atteste la cartographie de rayons X ou la faible densité de défauts émergeants aux interfaces GaSb/GaP

et GaP/Si. La Figure 23 qui résume l'état de l'art des hétérostructures à haute mobilité à base d'antimoine confirme que nos résultats se situent au niveau des meilleures hétérostructures antimonées à température ambiante que ce soit sur GaAs ou sur Si [45].

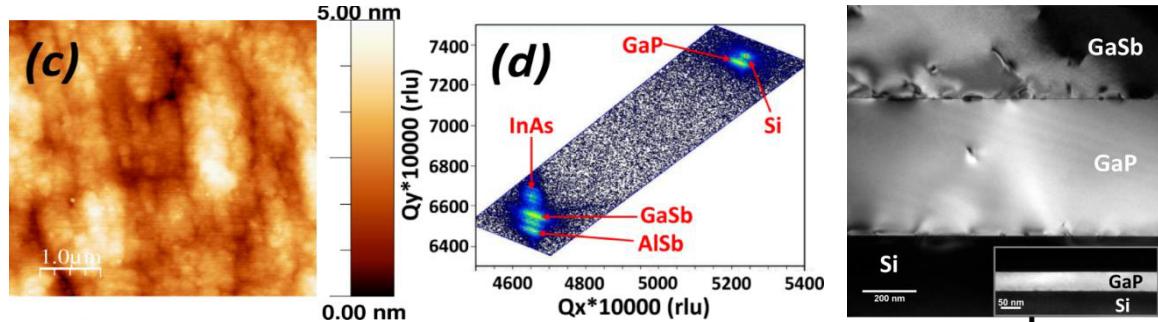


Figure 22 – Résultats des analyses structurales de l'hétérostructure AlSb/InAs épitaxiée sur pseudo-substrat GaP/Si. De gauche à droite : image AFM, cartographie de rayons X et image TEM en coupe transverse réalisée à l'Université de Marburg.

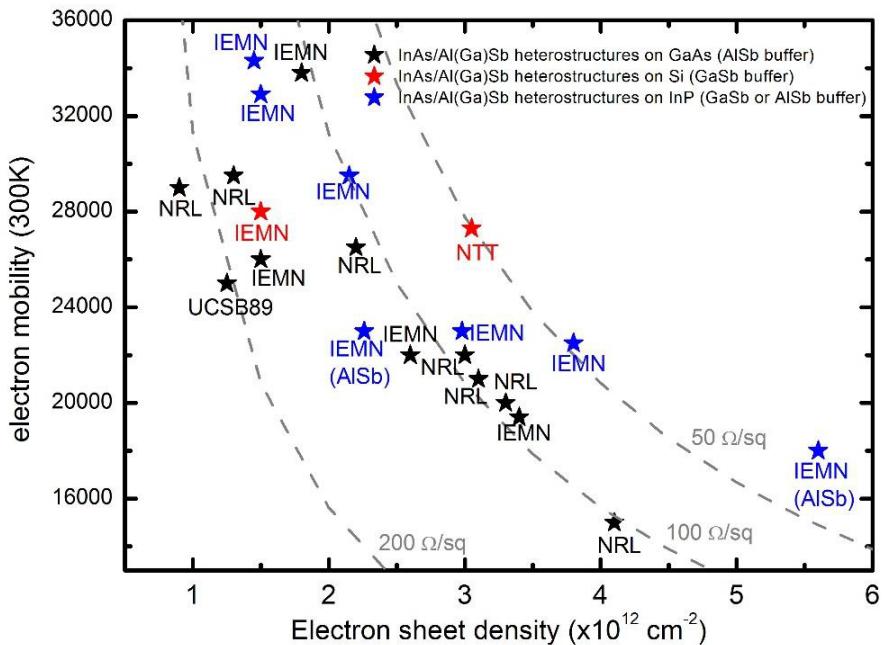


Figure 23 – Etat de l'art des hétérostructures AlSb/InAs à haute mobilité électronique à température ambiante.

La croissance des structures pour composants, une histoire de compromis...

Au-delà des études visant à la compréhension et à l'optimisation des paramètres de croissance permettant d'obtenir les meilleures propriétés de transport pour les hétérostructures AlSb/InAs, nous avons également été amenés, dans le cadre de collaborations interne avec le groupe Anode de l'IEMN et externe avec l'Université de Chalmers en Suède, à étudier différents paramètres de l'hétérostructure afin d'améliorer les performances des transistors HEMT pour des applications haute fréquence et faible consommation, à température ambiante et cryogénique. Les contraintes imposées par la réalisation technologique du composant peuvent parfois aboutir à une dégradation des performances intrinsèques de l'hétérostructure en termes de conductivité et surtout de mobilité électronique.

Limiter les effets de canal court

Parmi ces contraintes, l'obtention de fréquences de coupure élevées nécessite la réduction de la longueur de grille, ce qui impose en même temps une réduction de la distance grille/canal pour éviter les effets de « canal court » et une perte d'efficacité au niveau du contrôle électrostatique de la conductivité du canal. Typiquement, pour une longueur de grille de 120 nm, la distance grille-canal ne doit pas dépasser 25 nm, épaisseur qui doit contenir la barrière Schottky, le plan de dopage et l'espaceur. La difficulté est alors de réduire au minimum l'épaisseur de ces différentes couches tout en conservant des propriétés de transport satisfaisantes et un courant de fuite de grille très faible. L'un des meilleurs compromis épaisseurs/mobilité/densité a été obtenu en employant un espaceur de 5 nm, un plan de dopage en Te et une barrière Schottky AlSb (6 nm) / $\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{As}$ (4 nm) (Figure 24). Cette structure, qui présentait une résistance surfacique de $110 \Omega / \square$, une mobilité électronique à température ambiante de $24100 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et une densité électronique de $2.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, a permis au groupe ANODE de l'IEMN de réaliser un transistor HEMT de longueur de grille 120 nm présentant des performances hyperfréquences à l'état de l'art pour cette filière de matériau avec des fréquences de coupures f_T et f_{max} à température ambiante mesurées à 303 GHz et 227 GHz respectivement [46]. Pour une très faible polarisation ($V_{DS} = 100 \text{ mV}$), une fréquence de transition de 143 GHz est obtenue.

A titre de comparaison, une hétérostructure assez similaire mais avec un plan de dopage Si intégré au milieu de 4 monocouches d'InAs insérées dans la barrière AlSb de 15 nm d'épaisseur présente une mobilité égale à $21400 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à température ambiante ($65900 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 77K) pour une densité électronique de $2.24 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. La distance grille/canal plus importante dans ce composant conduit à des performances hyperfréquences dégradées ($f_T \sim 50 \text{ GHz} @ V_{DS}=100 \text{ mV}$) à température ambiante mais le gain en mobilité obtenu à basse température grâce à l'augmentation de l'espaceur permet de doubler ces performances à 77K et d'obtenir ainsi un très bon compromis entre le gain, les paramètres de bruit et la puissance consommée [47]. Ce résultat est très prometteur pour la réalisation d'un amplificateur faible bruit fonctionnant à température cryogénique et très faible polarisation (100 mV) basé sur cette technologie.

Cap Layer	InAs (Si $8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$)	50 Å
Protection layer	$\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{As}$	40 Å
Upper Barrier layer	AlSb	60 Å
AlSb		
δ -doping plane	Te $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	
Spacer layer	AlSb	50 Å
Channel layer	InAs	150 Å
Barrier layer	AlSb	500 Å
Buffer layer	$\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{Sb}$	2500 Å
Metamorphic buffer	AlSb	7500 Å
	$\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{As}$	1000 Å
SI Substrate	InP	

Figure 24 – Schéma de l'hétérostructure HEMT AlSb/InAs sur InP permettant de limiter les effets de canal court

Le choix de la couche tampon

La nécessité d'une couche d'adaptation de haute résistivité conduit à y introduire une part assez élevée d'Aluminium. Le matériau AlSb étant fortement réactif à l'air, un compromis est donc à trouver

entre le degré d'oxydation du matériau et sa résistivité. L'une des voies consiste à utiliser une couche tampon en deux étapes : une couche fortement résistive (mais fortement sensible à l'oxydation) d'AlSb en profondeur et une couche d' $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{Sb}$ en surface. Ainsi, lors de l'étape d'isolation des composants, seule une partie de la couche d'AlGaSb est gravée et celle d'AlSb n'est pas exposée à l'air. Une autre voie, mise au point à l'Université de Chalmers, consiste à réaliser l'isolation des composants par implantation d'ions Ar et non par gravure de manière à éviter l'oxydation de la couche tampon [48] [49]. Même si les performances mesurées sur les composants sont tout à fait comparables, les caractéristiques d'isolation restent moins bonnes que celles obtenues par gravure. Pour augmenter la stabilité des composants gravés, une passivation à base de SiN a été développée. Une étude de l'Université de Chalmers portant sur plusieurs années a montré comment ce type de passivation permettait d'augmenter considérablement la tenue dans le temps des caractéristiques des composants réalisés à partir d'une épitaxie comprenant une couche d'accommodation en AlSb [50].

Le choix de la barrière Schottky

La barrière Schottky de l'hétérostructure AlSb/InAs doit à la fois servir efficacement de barrière aux porteurs de charges présents dans le canal mais aussi offrir des propriétés de sélectivité de gravure qui facilitent le recess de la couche de contact en InAs:n+. La forte réactivité de l'AlSb impose l'ajout d'un matériau à grand gap entre la couche d'InAs de surface et la barrière AlSb. Cette couche est également nécessaire afin de bloquer les trous qui pourraient être générés par ionisation par impact des électrons dans le canal et induire un courant de fuite de grille trop important. Ce matériau n'existe pas dans la filière 6.1 Å et l'emploi d'un matériau fortement constraint comme AlInAs est nécessaire. Une composition d'environ 50% d'aluminium est requise pour obtenir une barrière Schottky satisfaisante ce qui conduit à un désaccord de maille d'environ 4.5 %. Avec une telle contrainte, la couche d'AlInAs tend à former des îlots et son épaisseur critique est limitée. Pour atteindre les 4 ou 5 nm nécessaires pour stopper le recess et éviter l'oxydation d'Al(Ga)Sb, la température de croissance doit être abaissée au-dessous de 400°C.

La sélectivité de gravure entre InAs et AlInAs n'étant pas infinie, l'étape de recess de la couche de surface est très délicate sous peine de ne pas graver suffisamment l'InAs de surface ou au contraire de graver trop profondément l'AlInAs et atteindre l'AlSb. Pour améliorer ce point et éviter l'étape de recess, nous avons réalisé des hétérostructures sans InAs:n+ en surface. L'absence d'InAs en surface s'est avérée peu pénalisante en termes de résistances de contact ou de déplétion des espaces source-grille et grille-drain et des composants très performants ont pu être réalisés [51]. Une détérioration des propriétés de transport des épitaxies a toutefois été constatée du fait de l'oxydation progressive de la couche d'AlInAs de surface.

Une étude consistant à remplacer l'AlInAs par une couche d'InP a été menée. Malheureusement, si les propriétés de transport obtenues étaient satisfaisantes, la faible hauteur de la barrière Schottky a conduit à des courants de fuite trop importants pour la réalisation d'un HEMT performant.

La réduction de la distance grille/canal associée à l'amélioration des conditions de croissance de la couche tampon métamorphique sur GaAs présentée précédemment a permis la réalisation d'une hétérostructure optimisée pour la réalisation d'un transistor HEMT performant (Figure 25). Afin d'éviter l'étape de « recess » avant le dépôt de grille, cette structure a été réalisée sans passivation de surface en InAs. Dans ces conditions, la mesure par effet Hall conduit à une densité électronique de charge dans le canal égale à $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ associée une mobilité électronique de $26000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à température ambiante. A partir de cette épitaxie, des transistors HEMTs AlSb/InAs à l'état de l'art en

termes de fréquences de coupure ont été obtenus, affichant une combinaison f_T/f_{max} de 290/335 GHz pour une tension de polarisation $V_{DS}=360\text{mV}$ [51].

Protection layer	$\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{As}$	50 Å
Barrier layer	$\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{Sb}$	25 Å
δ -doping plane	$\text{Te } 4.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	
Spacer layer	AlSb	65 Å
Channel layer	InAs	120 Å
Barrier layer	AlSb	500 Å
Buffer layer	$\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{Sb}$	2500 Å
buffer	AlSb	15000 Å
S.I. Substrate	GaAs	

Figure 25 – Schéma de l'hétérostructure HEMT AlSb/InAs sur GaAs optimisée pour la réduction de la distance grille canal et la montée en fréquence du transistor.

Les structures pour « self-switching diodes »

L'étude sur les hétérostructures AlSb/InAs réalisée pour le développement des transistors HEMT a permis l'application à d'autres dispositifs nécessitant des propriétés assez similaires. C'est le cas par exemple des diodes de détection pour des signaux radiofréquences appelées « self-switching diodes (SSD) » développées dans le cadre de la thèse d'Andreas Westlund à l'Université de Chalmers [52]. Ces composants utilisent la non-linéarité obtenue par la réalisation de nano-constrictions dans un gaz d'électrons bidimensionnel. La Figure 26 illustre la topologie du composant.

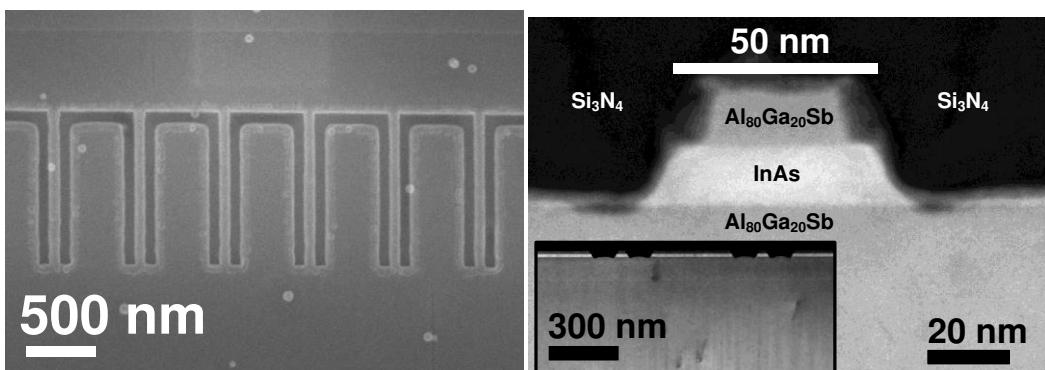


Figure 26 – Diodes « self-switching » réalisées à l'Université de chalmers à partir d'hétérostructures AlGaSb/InAs réalisées à l'IEMN [53].

Des travaux réalisés conjointement à l'Université de Chalmers, à l'Université de Salamanca en Espagne et à l'IEMN [54] ont montré que la réduction de la densité de porteurs au sein du gaz d'électrons améliorait les performances des détecteurs SSD. Une optimisation de la structure et des conditions de croissance de l'hétérostructure AlSb/InAs a été menée afin de répondre à cette exigence. La difficulté dans ce type d'hétérostructure est d'obtenir des densités d'électrons plus faibles que quelques 10^{11} cm^{-2} , à cause d'une part des états de surface générant des charges dans le canal mais aussi de niveaux donneurs profonds dans la barrière Al(Ga)Sb [55]. Après optimisation des paramètres de croissance et en particulier en supprimant le plan de dopage de l'hétérostructure, le dopage résiduel du canal a pu être réduit à $0.61 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à température ambiante en conservant une mobilité satisfaisante (Table 1). La puissance équivalente de bruit (NEP) du détecteur a pu être améliorée de 33% pour atteindre $87 \text{ pW/Hz}^{1/2}$ [54].

δ -doping	As-grown			Etched and passivated		
	R_{sh} (Ω/sq)	n_s (cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)	R_{sh} (Ω/sq)	n_s (cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)
0	435	0.61×10^{12}	23 400	164	1.5×10^{12}	26 000
$3.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	141	2.3×10^{12}	19 100	114	2.5×10^{12}	22 300

Table 1 – Influence du dopage sur la densité surfacique de charge (n_s) et mobilité mesurées par effet Hall dans les épitaxies pour SSD [54].

Perspectives pour les hétérostructures AlGaSb/InAs à haute mobilité électronique

Si des résultats intéressants sur différents types de composants hautes fréquences exploitant la forte mobilité électronique à température ambiante dans l'hétérostructure AlSb/InAs ont été obtenus (transistors HEMTs, diodes SSD), un certain nombre de difficultés technologiques restent à surmonter pour faire de ces filières de véritables alternatives industrielles. Si des solutions à l'intégration sur des substrats standards de l'électronique ont été démontrées, le fort degré d'oxydation d'AlSb et l'absence de confinement pour les trous dans le canal InAs restent les principales limites.

Ce système de matériaux n'a toutefois pas d'équivalent parmi les semiconducteurs III-V pour ces formidables propriétés de transport électronique. En plus des hautes mobilités électroniques à température ambiante, la grande variété d'alignements de bandes obtenues en variant la teneur en aluminium dans AlGaSb offre des possibilités pour différentes applications. En particulier, l'aspect « broken gap » ou « near broken gap » de l'hétérostructure n'a pas encore été complètement exploité. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, ce type d'alignement peut être très attrayant pour la réalisation de transistors à effet tunnel à forte densité de courant. De plus, le couplage des électrons et des trous à l'interface sans gap entre deux puits quantiques d'InAs et de GaSb induit également une hybridation de la structure de bandes conduisant à la formation d'un isolant topologique bidimensionnel [56]. Nous avons d'ailleurs démarré une étude sur ce sujet dans le cadre du projet ANR OH Risque 2015 TOPONANO coordonné par Silvano De Franceschi, chercheur au CEA INAC.

II.3. Exploration de la filière de matériaux à base de GaInSb

Les promesses du système AlInSb/GaInSb

Comme évoqué précédemment, la faible masse effective des électrons dans l'InAs conduit intrinsèquement à un effet d'ionisation par impact important dans les transistors HEMT AlSb/InAs. L'alignement de bande de type II et l'absence de confinement pour les trous provoquent alors des fuites de courant vers la grille ou la couche tampon limitant les performances des composants.

Pour améliorer ce point et obtenir une hétérostructure de type I, plusieurs solutions ont été proposées :

- l'ajout d'antimoine dans le canal : hétérostructure AlSb/InAsSb [57]. Mais les mobilités obtenues sur ce type d'alliage ternaire à 2 éléments V sont bien plus faibles qu'en utilisant un canal InAs.
- l'ajout d'arsenic dans la barrière : hétérostructure AlAsSb/InAs [58].
- une autre voie envisagée par Intel/QinetiQ pour utiliser des matériaux à faible masse effective pour la réalisation de HEMT est l'hétérostructure AlInSb/InSb [59]. Le désaccord de maille entre ces deux matériaux augmentant avec le taux d'aluminium, celui-ci ne peut dépasser 20 à 30% sous peine d'observer une relaxation plastique du canal. Un tel taux d'aluminium conduit alors à une discontinuité de bande de conduction limitée. De ce fait, si de très hautes mobilités électroniques ont été démontrées pour des densités surfaciques de charges inférieures à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, celles-ci chutent rapidement lorsque la densité d'impuretés dans le plan de dopage augmente. De plus, la faible énergie de bande interdite de la barrière AlInSb conduit à des problèmes de fuite au niveau de la couche tampon ou de la barrière Schottky.

La voie que nous avons choisie d'explorer pour tenter de trouver des propriétés de transport comparables au système AlSb/InAs mais avec une hétérostructure de type I, est celle du système en accord de maille $\text{Al}_{0.55}\text{In}_{0.45}\text{Sb}/\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Sb}$. Dans $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Sb}$, l'énergie de bande interdite et la masse effective des électrons sont en effet théoriquement proches de leurs valeurs dans InAs. Par analogie avec le système AlInAs/GaInAs en accord de maille sur InP, on peut également s'attendre à avoir un système de type I.

L'adaptation du paramètre de maille

Le désaccord paramétrique entre l'hétérostructure $\text{Al}_{0.55}\text{In}_{0.45}\text{Sb}/\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Sb}$ et le substrat semi-isolant le plus proche (InP) est de 7,15%. Explorer les propriétés de ce système a d'abord nécessité une accommodation de ce large désaccord de maille. Une optimisation rigoureuse de la couche tampon nécessaire à cette adaptation aurait nécessité une étude longue et fastidieuse, et nous voulions d'abord savoir si le système présentait un intérêt significatif avant cette étape. Nous avons donc opté pour une approche pragmatique en comparant la mobilité électronique dans une hétérostructure AlInSb/GaInSb épitaxiée sur substrat InP semi-isolant après différents types de couches tampon (Figure 27). Celle qui a affiché les meilleurs résultats en termes de rugosité de surface et de mobilité électronique est constituée d'une première partie uniforme en AlSb (0,4 μm), d'une deuxième partie composée d'une rampe métamorphique en $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$ variant la composition d'indium graduellement de 10 à 50% sur une

épaisseur de 800 nm et une partie finale uniforme en AlInSb d'épaisseur 200 nm au paramètre de maille visé.

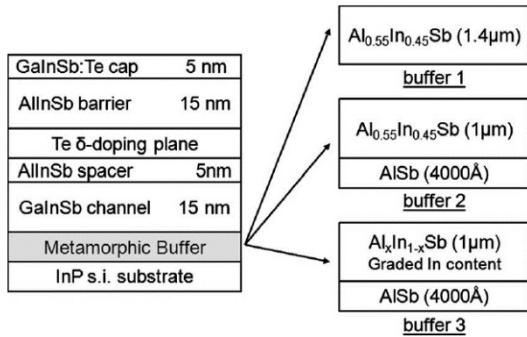


Figure 27 - Schéma de l'hétérostructure de type HEMT $\text{Al}_{0.55}\text{In}_{0.45}\text{Sb}/\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Sb}$ épitaxiée sur 3 types de couches tampon

L'hétérostructure étudiée est décrite sur la Figure 27. Elle est composée d'un canal $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Sb}$ de 15 nm d'épaisseur séparée d'un plan de dopage Te par une barrière en $\text{Al}_{0.55}\text{In}_{0.45}\text{Sb}$ de 5 nm et d'une barrière supérieure en $\text{Al}_{0.55}\text{In}_{0.45}\text{Sb}$ d'épaisseur 15 nm. Une couche de protection en $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Sb:Te}$ d'épaisseur 5 nm termine la structure. Les valeurs de mobilité électronique mesurées en utilisant différents couches tampons sont résumées dans la Table 2 [11]. Pour le meilleur échantillon, la mobilité atteint $18000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour une densité surfacique de charge égale à $1.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Ces valeurs, tout-à-fait compétitives avec le système $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$, ont justifié une étude un peu plus poussée de l'hétérostructure. Ces travaux, menés avec la collaboration de Gabriel Delahaye en post-doctorat à l'IEMN, ont démontré pour la première fois l'intérêt de ce système de matériaux pour la réalisation d'hétérostructures à haute mobilité électronique [60].

Couche tampon	Mobilité de Hall (300K)
AlInSb uniforme	$10000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
AlSb+AlInSb uniforme	$13000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
AlSb+rampe AlInSb	$18000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$

Table 2 - Mobilités de Hall mesurées dans l'hétérostructure $\text{Al}_{0.55}\text{In}_{0.45}\text{Sb}/\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Sb :Te}$ épitaxiée sur InP après différentes couches tampon métamorphiques.

Le problème du plan de dopage

La réalisation de transistors de type HEMT efficaces basés sur ces structures nécessite des densités de charges au-delà de $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Or nous avons observé une saturation de l'activation des dopants Te dans la barrière AlInSb (encart de la Figure 28). Ce phénomène s'explique par la présence de centres DX dans la barrière AlInSb. Pour réduire cet effet propre aux alliages ternaires, nous avons incorporé le plan de dopage au sein de quelques monocouches d'AlSb et obtenu une amélioration significative de la densité d'électrons présents dans le canal GaInSb. Cette augmentation de la densité de charges dans le canal s'accompagne naturellement d'une réduction de la mobilité électronique. Grâce à la forte discontinuité de bande de conduction entre AlInSb et GaInSb, celle-ci est cependant moins marquée que dans le système AlInSb/InSb. Ainsi pour des densités de charges supérieures à $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ les valeurs

de mobilités obtenues sont au niveau de celles mesurées dans le système AlInSb/InSb [59]. Cette différence s'accentue pour des dopages encore plus élevés.

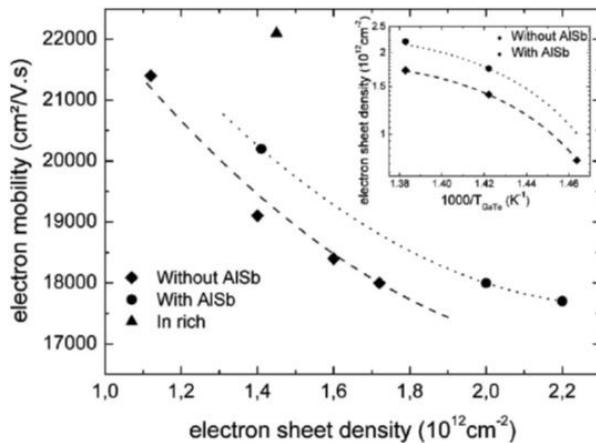


Figure 28 - Evolution des propriétés de transport dans les hétérostructures AlInSb/GaInSb avec un plan de dopage Te inséré ou non dans quelques monocouches d'AlSb

Les propriétés électroniques de l'hétérostructure : discontinuités de bandes et masse effective

Très peu voire aucun résultat expérimental n'étant reporté dans la littérature pour ce système de matériau, une analyse de ses propriétés électroniques a été menée visant à établir précisément les discontinuités de bandes d'énergie et la masse effective électronique dans $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Sb}$. Une étude par spectroscopie XPS et photoluminescence (Figure 29 & Figure 30) a ainsi permis de montrer le caractère de type I de l'hétérostructure avec des profils de bandes très intéressant ($\Delta E_c=0.65 \text{ eV}$, $\Delta E_v=0.21 \text{ eV}$) et une masse effective comparable à celle des électrons dans InAs ($m^*=0.0023 m_0$).

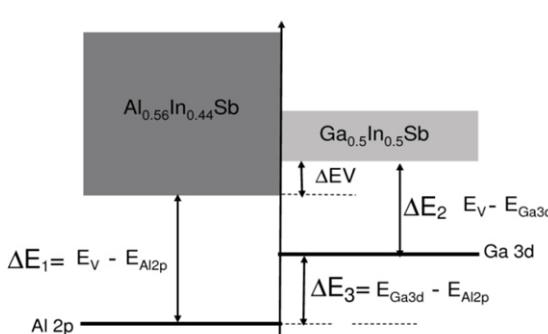


Figure 29- Schéma illustrant le principe de mesure par XPS de la discontinuité de bande de valence entre AlInSb et GaInSb.

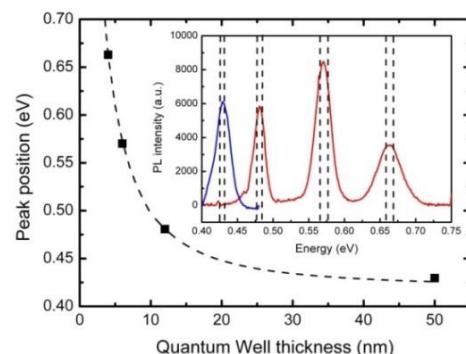


Figure 30- Spectres de photoluminescence de structures à puits quantiques AlInSb/GaInSb/AlInSb pour différentes épaisseurs de puits (encart) et évolution de la position en énergie du pic (carrés). La courbe en pointillé correspond à la position théorique du pic en prenant une masse effective électronique $m^*=0.0023 m_0$.

Les mesures de Hall à température ambiante et à basse température sur ce type d'hétérostructure montrent une augmentation significative de la mobilité avec l'épaisseur du canal (jusqu'à $24000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$). Nous attribuons ce phénomène à la forte rugosité des interfaces entre le canal et ses barrières dont le rôle est amplifié lorsque le puits de GaInSb est fin et que la fonction d'onde des électrons pénètre dans les barrières AlInSb [61]. Une amélioration des propriétés de rugosité de la couche tampon devrait donc permettre d'augmenter encore la mobilité électronique en particulier à basse température.

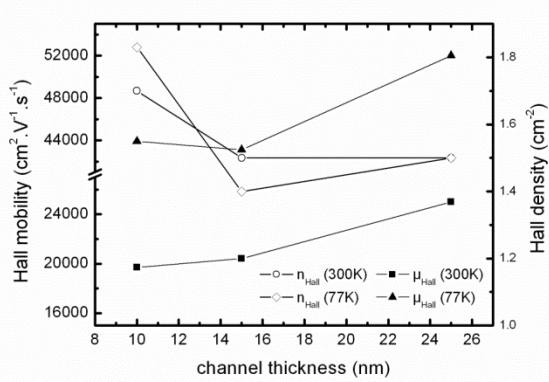


Figure 31- Propriétés de transport électronique (Hall mobility and sheet electron density) mesurées sur une hétérostructure AlInSb/GaInSb en fonction de l'épaisseur du canal.

Des tentatives de réalisation de transistors HEMT à partir de ces structures ont été entreprises par le groupe ANODE de l'IEMN. Malgré les bonnes propriétés de transport, ces composants ont donné des résultats très en dessous de nos attentes en raison d'une incapacité à réaliser de bons contacts ohmiques diffusant à travers la barrière Schottky. Ce phénomène s'explique en partie par le positionnement dans la bande de valence du niveau de Fermi en surface de l'hétérostructure. Depuis, d'autres études matériaux ont été menées sur ce système attrayant comme notamment à l'Institut Fraunhofer à Fribourg [62], démontrant de bonnes propriétés électroniques sur substrat GaAs, mais aucune réalisation de transistor n'a été reportée.

Quaternaires et hétérostructures pour transistors bipolaires à hétérojonctions

Les travaux précédents menés sur l'hétérostructure AlInSb/GaInSb et notamment la mise au point d'une couche tampon métamorphique permettant l'accommodation du désaccord de maille avec InP ont permis d'exploiter ce système de matériaux pour la réalisation de transistors bipolaires à hétérojonction à base GaInSb et émetteur et collecteur en alliage quaternaire AlInAsSb.

L'intérêt de ce système de matériau pour la réalisation d'un transistor bipolaire à hétérojonction réside dans la possibilité d'obtenir l'alignement de bande idéal pour un fonctionnement à haute fréquence et sous faible tension de polarisation, à savoir un puits de potentiel en bande valence pour le confinement des trous dans la base et un alignement des niveaux de bande de conduction entre émetteur, base et collecteur facilitant l'injection des électrons (Figure 32). De plus, un matériau tel que GaInSb, par la faible masse de trous qu'il présente, permet d'espérer une très faible résistance de base. Un premier transistor bipolaire à double hétérojonction avait été démontré au milieu des années 2000 au Naval Research Laboratory [63] mais aucune mesure dynamique du composant n'avait été reportée.

Dans le cadre de la thèse d'Estelle Mairaux dirigée par Mohammed Zaknoune [10], l'exploration de cette filière de matériau pour la réalisation de transistors bipolaires à hétérojonction fonctionnant à haute

fréquence et faible tension d'alimentation a été entreprise. Dans ce cadre, la mise au point des structures épitaxiales (Figure 32) a nécessité un certain nombre d'optimisations. Celles-ci ont concerné principalement l'adaptation du paramètre de maille par rapport au substrat d'InP, la maîtrise du matériau quaternaire à deux éléments V AlInAsSb et le dopage du matériau GaInSb (Figure 33). Ce dernier point a été particulièrement pénalisant pour le composant puisque comme nous l'avons vu dans le cas des HEMTs, les forts dopages n de ce type de matériau sont très difficiles à obtenir. Le dopage n par l'incorporation de Te dans GaInSb est ainsi très difficile au-delà de $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ce qui conduit à des résistances de contacts assez élevées.

Layer	Material	Thickness (Å)	Dopant (cm ⁻³)
Emitter contact	In _{0.35} Ga _{0.65} Sb	600	2×10^{18} Te
Etch stop II	In _{0.5} Al _{0.5} Sb	20	1×10^{17} Te?
Emitter	In _{0.67} Al _{0.33} As _{0.31} Sb _{0.69}	400	1×10^{17} Te
Etch stop I	In _{0.5} Al _{0.5} Sb	20	5×10^{16} Te
Base	In _{0.35} Ga _{0.65} Sb	400	1×10^{19} C
Collector	In _{0.67} Al _{0.33} As _{0.31} Sb _{0.69}	1500	5×10^{16} Te
Subcollector	In _{0.35} Ga _{0.65} Sb	2500	2×10^{18} Te
Sb-based metamorphic buffer			1.5×10^4
InP semi-insulating substrate			

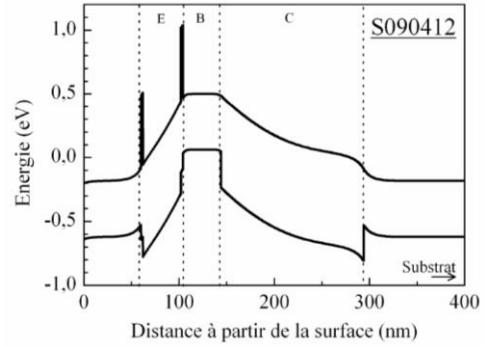


Figure 32 - Structure de la couche épitaxiée à l'IEMN pour la fabrication de transistor DHBT dans la filière AlInAsSb/GaInSb (gauche) et structure de bandes associée (dessus) [64].

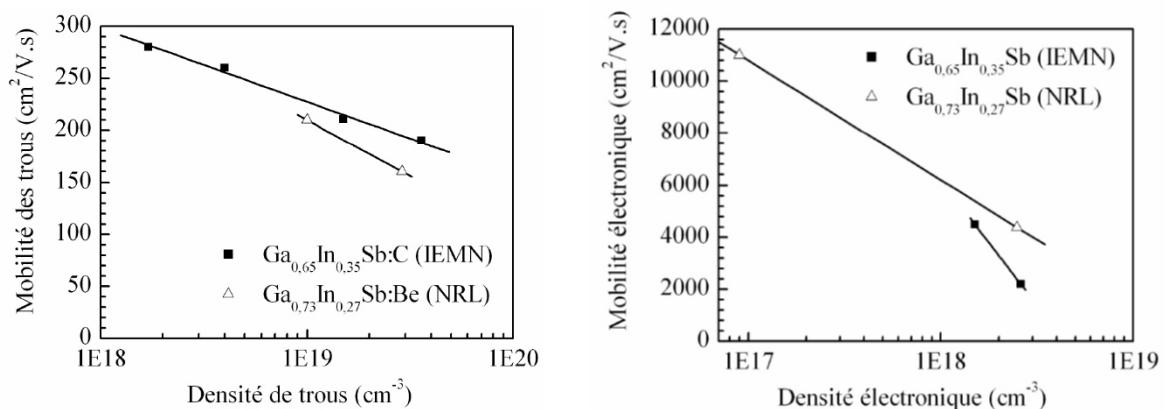


Figure 33 – Propriétés de transport des couches GaInSb de type p (gauche) et n (droite) comparée à celles des couches GaInSb obtenues par le Naval Research Laboratory [10].

Néanmoins des transistors ont pu être réalisés et leurs performances statiques et hyperfréquences ont été mesurées avec des fréquences f_T et f_{MAX} de 52 GHz et 48 GHz respectivement (Figure 34). Ces résultats

ont constitué à notre connaissance les premières mesures hyperfréquences sur un transistor bipolaire avec un paramètre de maille supérieur à 6.1 Å. La rapidité du composant pourrait en outre être améliorée en réduisant les résistances de contact d'émetteur et de collecteur en incorporant des couches d'InAsSb accordées en maille dans la structure épitaxiale.

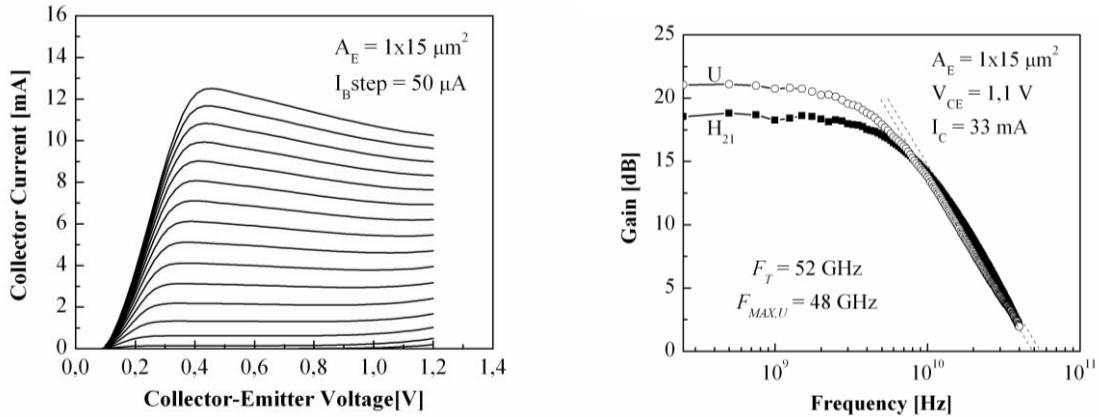


Figure 34 – Caractéristique I-V d'un HBT AlGaInAsSb/GaInSb $1 \times 15 \mu\text{m}^2$ à 300 K (gauche) et courbes de gain associées (droite) [64]

Conclusion et perspectives pour cette filière de matériaux

Si les propriétés électroniques obtenues dans cette filière de matériau sont très prometteuses que ce soit au niveau du transport horizontal ou au niveau du transport vertical, la difficulté d'obtenir des contacts ohmiques de type n de bonne qualité limite jusqu'à présent les performances des composants. Ce verrou technologique devra être levé avant de pouvoir considérer plus en profondeur cette filière pour des applications microélectroniques haute fréquence ou faible consommation. Si cette étape venait à être franchie, un matériau comme GaInSb pourrait également être une solution pour les futures générations de CMOS faible consommation puisqu'il présente une très bonne mobilité à la fois pour les trous et les électrons [65].

III. Projets de recherche (en cours et à venir)

Depuis 10 ans, l'augmentation continue des capacités de calcul des microprocesseurs entretenu par la miniaturisation de plus en plus poussée de la technologie CMOS a connu un sérieux ralentissement et atteint aujourd'hui ses limites en terme de puissance maximale dissipée. La raison principale de ce phénomène est que la réduction des dimensions des composants doit obligatoirement s'accompagner d'une réduction proportionnelle de la tension d'alimentation V_{DD} sous peine d'accroître considérablement la densité de puissance à dissiper dans le circuit. Celle-ci atteint aujourd'hui la limite de 100 W/cm^2 .

Hors les performances de la technologie CMOS basée sur le transport électronique dans le silicium sont fortement dégradées lorsque l'on cherche à réduire la tension de seuil des composants en dessous de 0,5 V. Ceci est inhérent à la masse effective des électrons et des trous dans le silicium qui limite leur vitesse d'injection dans le canal du transistor [66]. L'utilisation de matériaux à plus faible masse effective de porteurs tels que Ge ou GaSb (pour les trous) et GaInAs ou InAs (pour les électrons) peut ainsi permettre une amélioration significative de l'efficacité de commutation des circuits logiques à faible tension d'alimentation. Pour y arriver, il existe certains verrous technologiques comme par exemple (i) l'élaboration d'un oxyde de grille sur ces matériaux avec une interface d'aussi bonne qualité que sur Silicium, (ii) la réalisation d'une architecture de type « Thin Body », « FinFET » ou « Gate all around » permettant de compenser la perte de contrôle électrostatique due à une plus faible densité d'états et enfin (iii) la mise au point d'une technique d'intégration sur une plateforme CMOS.

Si l'utilisation de matériaux III-V et/ou Ge peut permettre d'envisager une électronique sub-0,5 V, l'espoir de réduire encore la tension d'alimentation sous les 0,25V avec une telle technologie est difficilement envisageable (avec une utilisation en régime de saturation) puisque le transistor MOSFET, basé sur un mécanisme d'injection thermo-ionique des porteurs de charges de la source vers le canal est intrinsèquement limité par l'agitation thermique. A température ambiante, cette limite intrinsèque conduit à une pente de variation du courant source-drain en fonction de la tension de grille au moins égale à 60 mV/décade. Cela signifie qu'un écart de 60 mV sur la tension de grille est nécessaire si on veut obtenir une variation de courant de drain d'un ordre de grandeur. On comprend alors que l'obtention d'un commutateur efficace ($I_{ON}/I_{OFF}=10^5$) nécessitera une tension d'alimentation de plusieurs centaines de mV.

Une voie possible est de substituer au mécanisme d'injection thermo-ionique une injection par effet tunnel inter-bande beaucoup moins sensible au bruit thermique et qui peut potentiellement permettre la réalisation d'un switch efficace avec une pente sous le seuil plus faible que 60 mV/décade. Mais là encore, l'utilisation du silicium comme matériau de base de ces composants semble difficile puisque son énergie de bande interdite est trop élevée pour espérer atteindre un niveau de courant dans l'état passant satisfaisant, et le recours au Germanium ou aux matériaux III-V est une solution. Grâce à ces derniers, il est notamment possible d'envisager des hétérostructures de type II à base d'antimoine de manière à réduire considérablement la largeur de la barrière tunnel à franchir. Bien entendu, outre les problèmes technologiques déjà évoqués pour le développement d'une technologie de type MOS à base de matériaux III-V efficace, s'ajoute le paramètre clé qu'est l'optimisation de l'interface tunnel. Dans ce contexte, l'épitaxie par jets moléculaires est une technique de choix puisqu'elle permet la réalisation d'hétérostructures très abruptes avec un très bon contrôle des interfaces. La possibilité d'utiliser cette technique de manière localisée peut également permettre de lever un certain nombre de verrous technologiques dès lors que les dimensions caractéristiques du composant sont de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres.

C'est dans ce contexte que s'inscrivent mes projets de recherche actuels. Dans ce chapitre, je détaillerai d'abord les travaux entrepris sur la croissance localisée de matériaux III-V pour la réalisation de transistors MOSFET, puis je montrerai l'intérêt des hétérostructures antimonées pour améliorer le courant dans l'état passant des transistors à effet tunnel. Enfin, je donnerai quelques perspectives à plus long terme sur l'élaboration de matériaux pour l'électronique.

III.1. L'épitaxie sélective de matériaux III-V pour MOSFET

L'utilisation de matériaux III-V pour la réalisation de MOSFET faible consommation a démarré en 2008 au laboratoire avec le projet ANR MOS35 coordonné par Sylvain Bollaert. C'est dans le cadre de ce travail qu'a été étudiée la réalisation de composants à canal GaInAs « bulk » mais également la possibilité d'introduire des matériaux à base d'InAs dans ce type de technologie en s'intéressant au problème de son intégration sur Si. Les résultats présentés au chapitre précédent sur les hétérostructures à haute mobilité électronique AlSb/InAs intégrées sur GaP/Si ont été obtenus lors de ce projet.

Définition des zones d'accès source/drain par croissance sélective d'In(Ga)As

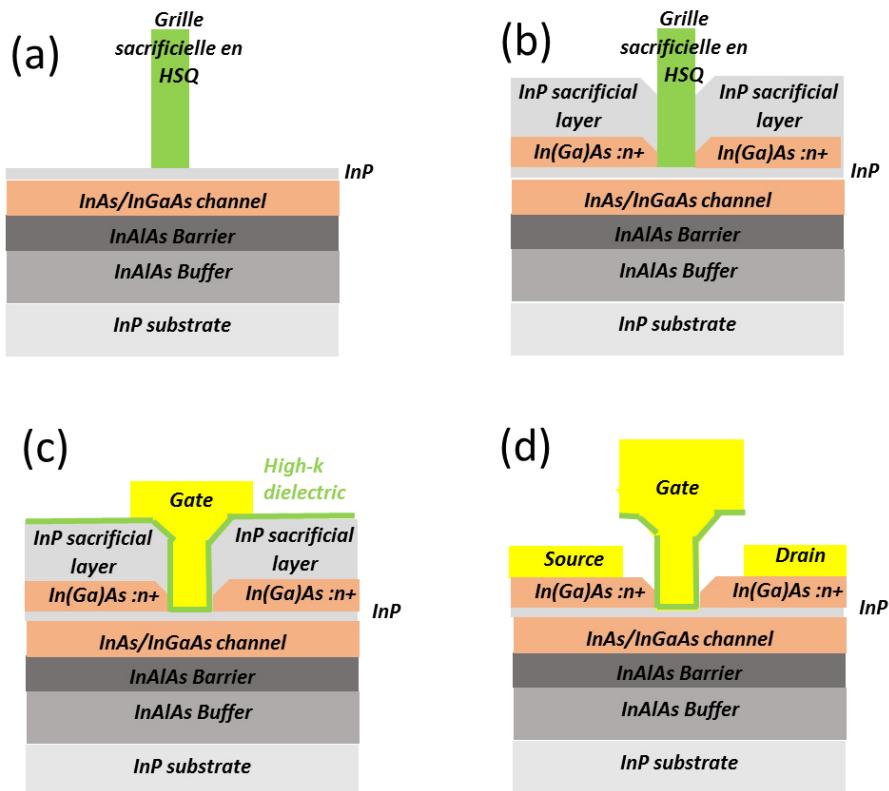


Figure 35 – Technologie de transistor MOSFET à canal pseudomorphique InAs développée dans le cadre du projet ANR MOSINAS : (a) Définition d'une grille sacrificielle nanométrique en résine HSQ par lithographie électronique sur une hétérostructure à canal InAs protégé en surface par une fine couche d'InP, (b) recroissance sélective d'une couche de contact en In(Ga)As:Si recouverte d'une couche sacrificielle d'InP permettant de réduire les capacités source-grille et grille-drain, (c) Dépôt d'une couche de diélectrique à forte permittivité (Al_2O_3 ou HfO_2) par ALD puis définition du métal de grille, (d) Ouverture du diélectrique, gravure chimique sélective de l'InP puis dépôt auto-aligné des contacts de source et de drain.

Dans la continuité de ce travail, le projet ANR MOSINAS coordonné par Sylvain Bollaert et démarré en 2013 prévoit l'utilisation de structures de type « thin body » à canal InAs pseudomorphique sur InP

pour l'obtention de transistors performants. Pour la réalisation de ces dispositifs, le développement de la croissance épitaxiale localisée paraît être une solution pour répondre au problème des contacts de source et de drain puisque les techniques d'implantation utilisées en technologie silicium sont beaucoup moins efficaces pour les matériaux III-V. Une alternative est l'emploi d'un procédé de « nickelisation » similaire à celui de la siliciuration utilisé dans la technologie CMOS et qui consiste à former par diffusion du métal et recristallisation un alliage abaissant considérablement la résistance des contacts ohmiques. La diffusion latérale du métal lors de ce procédé est cependant difficile à contrôler et la recroissance localisée de zones de contact fortement dopées peut permettre de définir précisément le pied de grille du composant grâce à un masque de croissance sacrificiel en résine HSQ. Le schéma de principe de la technologie de MOSFET à canal pseudomorphique InAs développé dans le cadre du projet MOSINAS est décrit sur la Figure 35. Depuis 2013, nous avons ainsi commencé l'étude de la croissance localisée des matériaux (Ga)(In)As et InP pour atteindre cet objectif. Si la croissance de matériaux tels qu'InAs ou InP avait déjà été démontrée en homoépitaxie par jets moléculaires, la littérature concernant l'influence des conditions de croissance sur la forme des structures obtenues à l'échelle nanométrique est en revanche peu fournie et cette maîtrise est primordiale pour la définition du pied de grille. A cette échelle, les autres défis concernent (i) la possibilité d'obtenir un alliage GaInAs par épitaxie par jets moléculaires localisée puisque les températures permettant d'obtenir une croissance localisée des deux matériaux binaires constituant l'alliage diffèrent d'une centaine de degrés, ou (ii) la croissance métamorphique localisée à l'échelle nanométrique dans le cas de zones de contact en InAs.

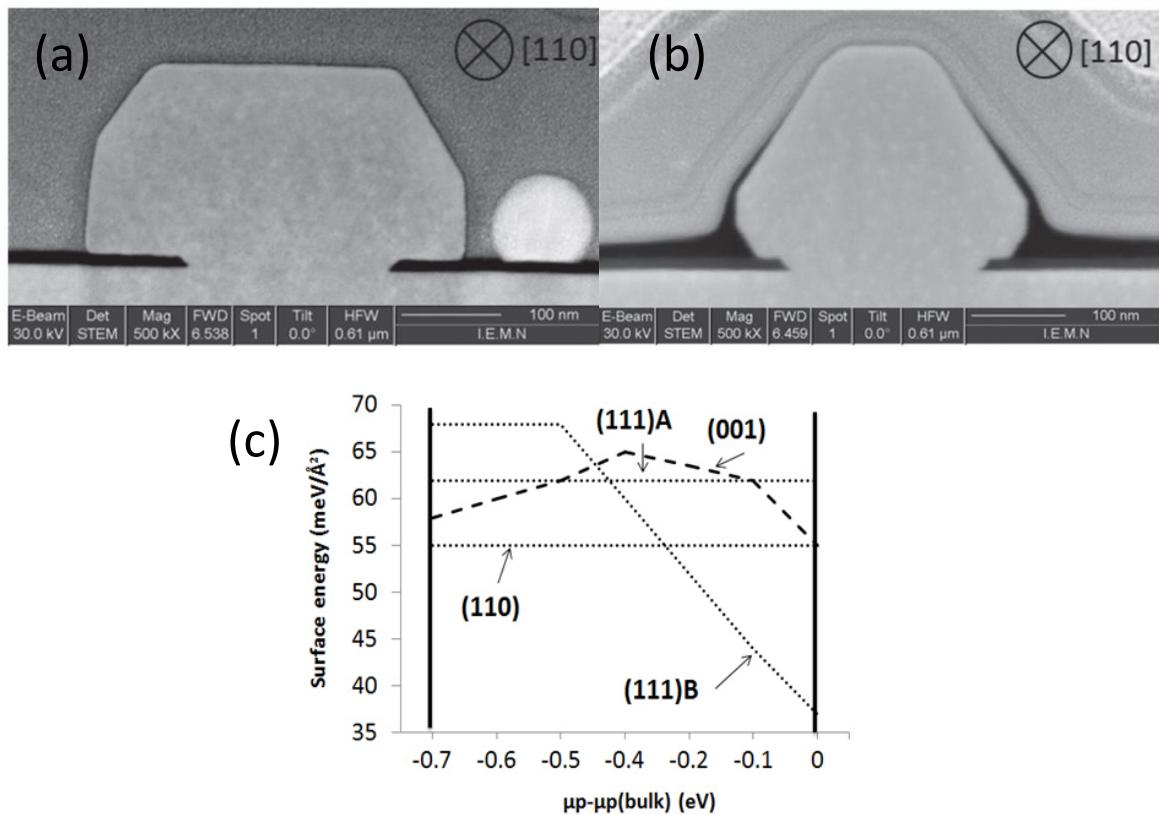


Figure 36 – Coupe transverse réalisée par FIB-STEM de nanostructures InP obtenues par croissance sélective par épitaxie par jets moléculaires (avec source de phosphine) illustrant l'impact du rapport P/In sur la forme des nanostructures InP. L'image (a) correspond à un rapport P/In de 5 et l'image (b) à un rapport de 70. Comme le montre la figure (c) obtenue à partir de la référence [67], représentant l'énergie de surface des différentes facettes d'InP en fonction du potentiel chimique, la forme d'équilibre des nanostructures peut être modifiée en changeant le rapport P/In [68].

Concernant la compréhension et la maîtrise de la morphologie des zones de recroissance à l'échelle nanométrique, une première étude concernant l'influence du flux de phosphine sur la forme d'équilibre des nanostructures d'InP obtenues par croissance épitaxiale localisée a été menée dans le cadre de la thèse de Maria Fahed que j'ai co-encadrée avec Xavier Wallart depuis 2013. Les résultats obtenus montrent notamment comment le profil des nanostructures peut être modifié en jouant sur les rapports V/III pendant la croissance (Figure 36). La prise en compte des énergies des différentes facettes permet de prédire les formes d'équilibre qui peuvent être obtenues en fonction de l'épaisseur déposée [68].

Si elle est bien maîtrisée par MOCVD grâce la sélectivité de dissociation catalytique des organométalliques, la croissance localisée d'un alliage tel que GaInAs est très difficile en épitaxie par jets moléculaires. Seules quelques techniques particulières ont démontré une sélectivité de croissance réelle par rapport à un masque en SiO₂ [69]. L'utilisation d'un flux d'hydrogène atomique en MBE a prouvé son efficacité pour la préparation des surfaces avant épitaxie et notamment l'élimination des oxydes natifs de matériaux III-V que ce soit dans le cas de GaAs, d'InAs ou de GaSb. Nous avons exploité cette capacité qu'a l'hydrogène atomique à fragiliser les liaisons Ga-O et In-O en réalisant la croissance d'InGaAs sous flux d'hydrogène atomique. Nous avons ainsi montré que cela permettait d'améliorer sensiblement la sélectivité de croissance d'InGaAs sur InP par rapport à un masque en SiO₂ déposé par PECVD ou par résine HSQ polymérisée (Figure 37) [70].

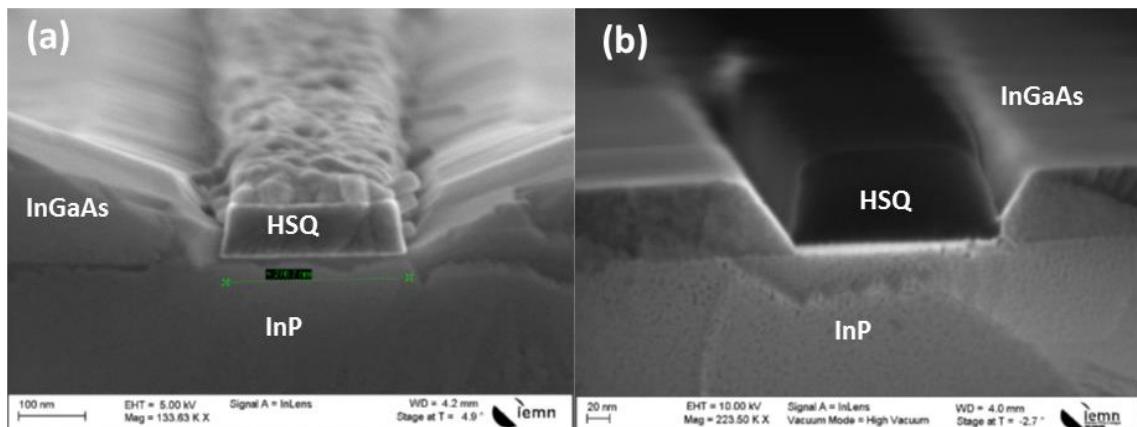


Figure 37 – Recroissance par EJM à 500°C d'une couche d'InGaAs en accord de maille sur InP d'épaisseur nominale 50 nm avec un masque en HSQ sans flux d'hydrogène atomique pendant la croissance (a), avec un flux d'hydrogène atomique pendant la croissance (b).

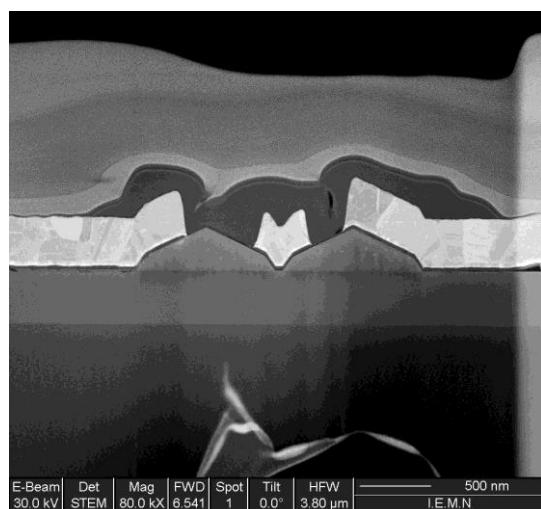


Figure 38 – Coupe transverse réalisée par FIB-STEM d'un transistor à canal InAs sur InP réalisé à l'IEMN à partir d'une recroissance localisée d'InAs (150 nm) avec un masque en HSQ [71].

Afin de réduire plus encore les résistances de contact, l'augmentation du taux d'In dans les zones de recroissance serait bénéfique. La solution extrême à base d'InAs a été étudiée et bien entendu, le large désaccord de maille entre InAs et InP conduit rapidement à la formation d'îlots d'InAs et à une surface très rugueuse traduisant la relaxation de la contrainte dans l'InAs. Cependant, lorsque la taille des zones de recroissance est petite (typiquement < quelques centaines de nanomètres), autrement dit lorsque la taille des ouvertures dans le masque en silice est plus petite que la longueur de diffusion des adatomes d'In, des nanostructures homogènes avec des facettes bien définies peuvent être obtenues malgré la relaxation. La Figure 38 illustre comment ces nanostructures sont utilisées pour la réalisation d'un transistor MOSFET à canal composite InGaAs/InAs sur InP. La réalisation des transistors MOSFET basés sur cette technologie est actuellement menée dans le cadre de la thèse de Matej Pastorek. La comparaison des résistances d'accès obtenues par une méthode TLM avec des contacts en InGaAs ou InAs permettra de choisir l'une ou l'autre des solutions.

Vers la réalisation de transistors à nanofils III-V avec grille enrobante en technologie planaire ?

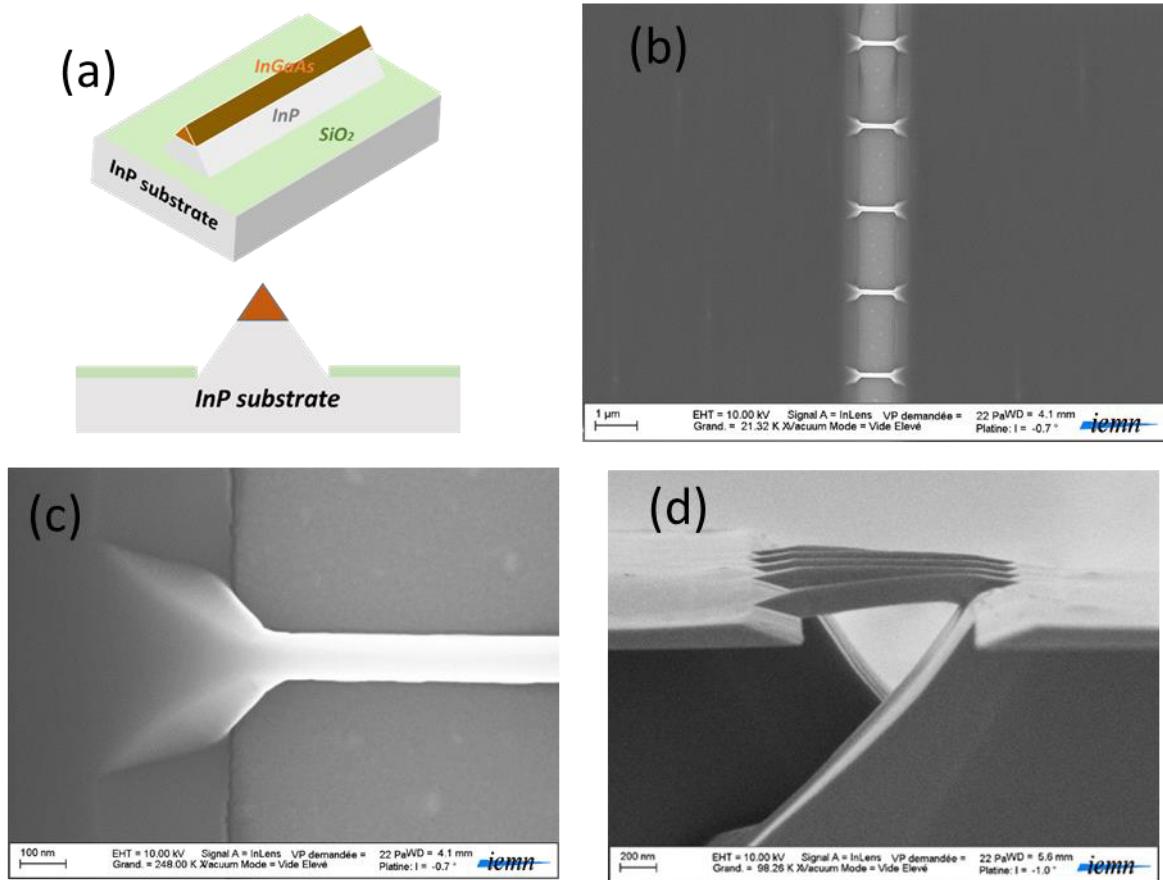


Figure 39 – Schéma de principe illustrant la croissance de nanofils planaires InGaAs sur un pilier en InP (a). Croissance localisée d'InGaAs sur un substrat d'InP recouvert d'une couche en SiO₂ (b et c). Après sous-gravure chimique sélective du SiO₂ et de l'InP, on obtient des nanofils suspendus (collaboration A.B.Fadjié, groupe ANODE) [70].

La possibilité de faire croître de manière localisée des hétérostructures telles qu'InGaAs/InP tout en maîtrisant l'orientation des facettes obtenues permet d'envisager la réalisation de nanostructures planaires avec un contrôle électrostatique accru. En effet, alors que les dispositifs à nanofils verticaux obtenus par un mécanisme de croissance VLS ont montré des performances intéressantes en terme de contrôle électrostatique mais souffrent d'une réelle complexité technologique notamment pour la

réalisation des contacts ou même pour l'accession à des diamètres de nanofils sub-30 nm, la croissance localisée d'InGaAs sur la facette (001) d'une nanostructure sacrificielle d'InP pourrait par exemple faciliter le développement de ces transistors à nanofils. La Figure 39 illustre la croissance envisagée pour ces nanofils planaires et les premiers résultats obtenus par croissance sélective d'InGaAs sur InP puis sous-gravure de l'InP. En obtenant une sélectivité de croissance sur la surface (001) de l'InP par rapport aux facettes (111), on peut imaginer pouvoir réduire la largeur des nanofils en jouant sur la hauteur des piliers d'InP sans être limité par la résolution de la lithographie utilisée pour créer les ouvertures dans le masque en SiO₂. Le dépôt de l'oxyde et du métal de grille enrobant les nanofils par ALD est actuellement à l'étude pour pouvoir mesurer les performances électriques de ces transistors.

Croissance sélective pour l'intégration monolithique de nanofils d'InAs horizontaux

Cette technologie peut également être envisagée pour d'autres filières de matériaux et notamment pour la réalisation de nanofils suspendus d'InAs. Dans ce cas, on se heurte inévitablement au problème du choix du substrat et du matériau sacrificiel. Pour ce dernier, GaSb a l'avantage de présenter une très bonne sélectivité de gravure par rapport à InAs et les enseignements tirés des travaux sur la relaxation de contrainte aux interfaces GaSb/GaAs et GaSb/GaP offrent des perspectives intéressantes.

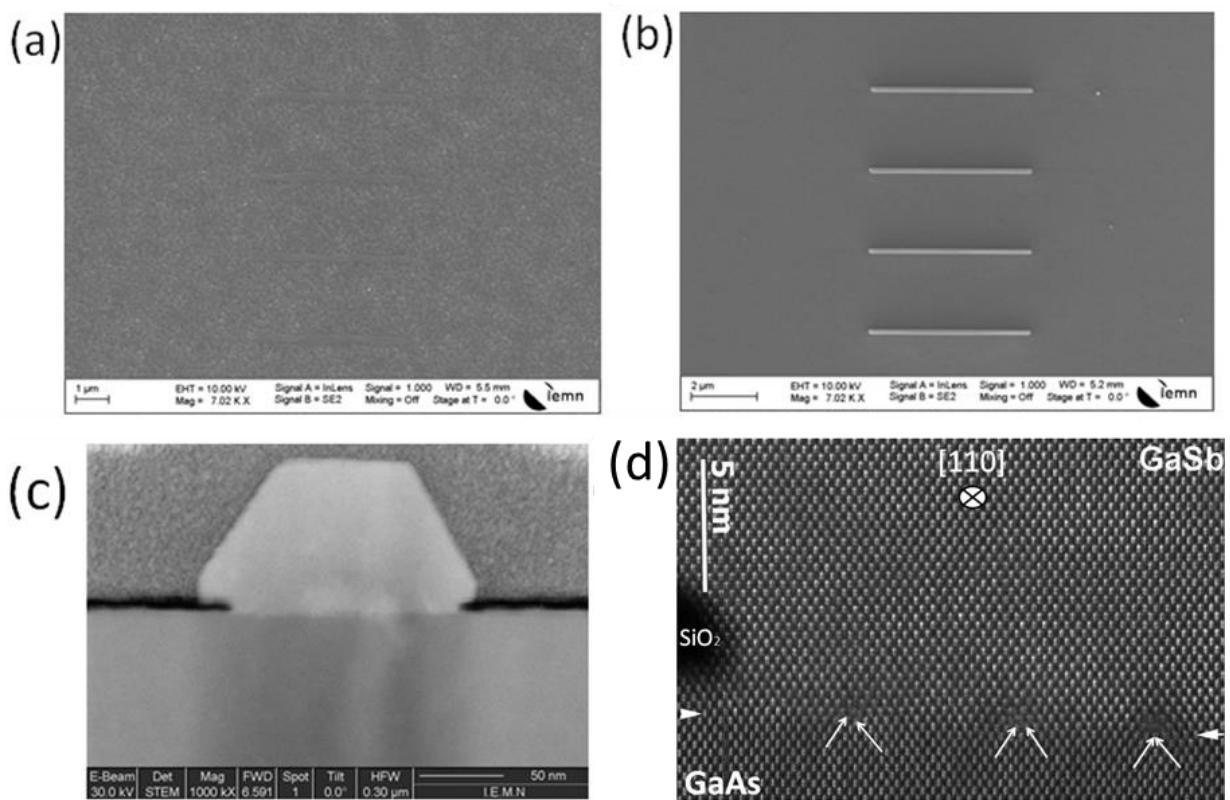


Figure 40 – Croissance de GaSb sur un substrat de GaAs recouvert d'un masque en SiO₂ sans flux d'hydrogène atomique pendant la croissance (a) ou avec hydrogène atomique pendant la croissance (b). Image c : coupe transverse par FIB-STEM montrant l'interface entre GaSb et GaAs et les facettes (001) et (111) d'un îlot GaSb orienté suivant [110]. (d) Zoom sur l'interface entre l'îlot et le substrat montrant le réseau de dislocation d'interface entre GaSb et GaAs (Image TEM haute résolution réalisée au CIMAP par Pierre Ruterana).

Comme nous l'avons vu précédemment, plusieurs voies peuvent être envisagées pour parvenir à l'intégration monolithique d'hétérostructures GaSb/InAs sur un substrat de silicium. La première consiste à utiliser les développements sur la croissance métamorphique d'antimoniuress présentés au chapitre II et notamment à utiliser comme substrat la couche tampon GaSb/GaP/Si qui avait permis d'obtenir des mobilités électroniques record pour l'InAs sur Si. La formation de nanofils InAs suspendus peut alors être envisagée par une approche « top-down » consistant à former les nanofils d'InAs par gravure puis sous gravure de la couche tampon [72]. La seconde voie consiste en la croissance localisée de « nano-substrats » absorbant le grand désaccord de maille entre InAs et Si et accommodant également la différence de polarité pouvant occasionner la formation de domaine d'antiphase. Comme nous l'avons vu au chapitre II, dans certaines conditions, la croissance de GaSb sur un substrat fortement désadapté en maille conduit à la formation d'îlots parfaitement relaxés par un réseau de dislocations d'interface sans défaut émergeants. Ces îlots peuvent être allongés sur plusieurs centaines de nm voire plusieurs μm . L'obtention de ces îlots par un mode de croissance localisé pourrait permettre d'en exploiter leurs propriétés structurales pour la croissance localisée de nanostructures d'InAs ou d'hétérostructures GaSb/InAs de très bonne qualité cristalline.

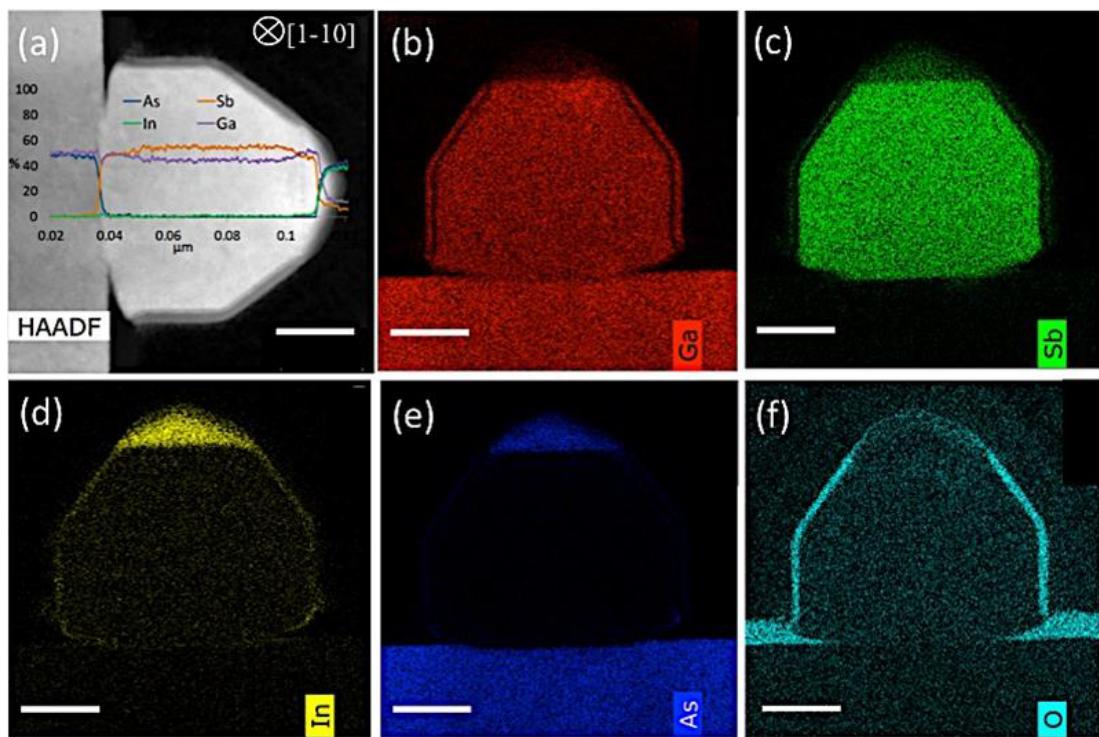


Figure 41 – Image HAADF (a) et analyse EDX (b-f) des nanostructures de InAs/GaSb/GaAs obtenues par épitaxie sélective assistée par un flux d'hydrogène atomique. Les épaisseurs nominales de GaSb et d'InAs sont respectivement de 65 nm et 10 nm. La température de croissance est de 470°C. L'ouverture est orientée suivant [1-10]. Le profil de concentration des différents éléments suivant l'axe de croissance de la nanostructure est superposé sur la figure (a). La barre d'échelle est de 30 nm.

Ces travaux, financés en partie par l'ANR Jeune Chercheur SAMBA, ont été démarrés dans le cadre de la thèse de Maria Fahed. Nous nous sommes intéressés dans un premier temps à la croissance localisée de GaSb sur un substrat de GaAs recouvert d'un masque en silice présentant des ouvertures nanométriques. Nous avons notamment pu démontrer comment l'utilisation d'un flux d'hydrogène atomique pendant la croissance de GaSb permettait d'obtenir une très bonne sélectivité de croissance de GaSb/GaAs par rapport au masque en SiO_2 (Figure 40 a et b). Ces travaux ont également permis de mettre en évidence l'impact de l'orientation cristallographique des ouvertures et des conditions de

croissance sur la continuité et la relaxation de nanorubans de GaSb [73]. Des analyses TEM préliminaires réalisées au CIMAP par Pierre Ruterana ont confirmé la présence d'un réseau périodique de dislocations de Lomer à l'interface entre les îlots de GaSb et le substrat de GaAs et la très bonne qualité cristalline des nanostructures de GaSb (Figure 40 c et d). D'autres analyses TEM, réalisées par Gilles Patriarche au Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N) ont confirmé ces observations et ont permis de mettre en évidence l'absence de dislocations émergentes dans les nanostructures, contrairement au cas d'une couche de même épaisseur épitaxiée dans les mêmes conditions mais sans masque de croissance où une densité élevée supérieure à quelques 10^8 cm^{-2} dislocations émergentes est observée [74]. Seules quelques macles probablement provoquées par un flux d'antimoine excessif durant la croissance ont été observées dans la direction longitudinale des rubans.

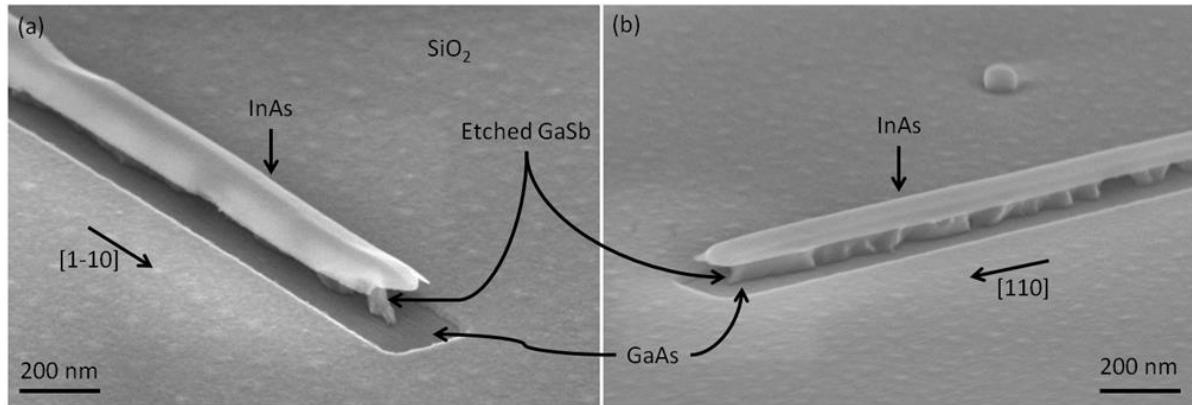


Figure 42 – Images MEB des nanostructures GaSb/InAs obtenues par croissance sélective sur substrat GaAs après sous-gravure sélective du GaSb.

Ces nanostructures relaxées sans dislocations émergentes ont naturellement été utilisées afin d'élaborer des nanofils planaires d'InAs de haute qualité cristalline sur substrat désadaptés en maille (GaAs ou InP). Nous avons pu montrer par des analyses chimiques EDX réalisées par Gilles Patriarche que la croissance d'InAs se faisait principalement sur la facette (001) de GaSb (Figure 41) ce qui permet après sous-gravure sélective de GaSb, la libération de nanofils d'InAs (Figure 42).

Les perspectives de ces travaux sont multiples. La première est naturellement la réalisation de transistors permettant d'extraire les propriétés de transport électronique dans ces nanofils. La seconde est, comme pour les transistors 2D, d'adresser le problème des contacts ohmiques pour en faire un composant à grille nanométrique performant. Pour cela, l'idée est d'associer à cette première étape de croissance de nanofils InAs, une seconde étape similaire à celle décrite précédemment utilisant une grille sacrificielle en résine HSQ positionnée perpendiculairement aux nanofils et une recroissance InAs fortement dopée n. Un schéma de principe de ce procédé est décrit sur la Figure 43. Naturellement, une autre perspective est d'utiliser ce mode de croissance pour parvenir à l'intégration de ces composants sur substrat de Silicium (001). Outre le désaccord de maille encore plus large qu'entre GaSb et GaAs, le problème de l'apparition de parois d'antiphase risque de se poser également. Par contre, la croissance localisée à l'échelle du micron permettra d'éviter les défauts liés aux différents coefficients d'expansion thermique entre Silicium et les différents matériaux III-V. La croissance directe de GaSb sur Si dans les conditions de sélectivité que nous avons observées semble difficile à mettre en œuvre du fait de la faible nucléation du Gallium sur la surface de silicium. En revanche, le passage par une couche intermédiaire de GaP, Ge, GaAs ou InP paraît être une solution intéressante de même qu'une structuration du fond de croissance similaire à celle utilisée par l'IMEC et consistant à révéler les plans cristallographiques (111) du silicium dans les ouvertures du masque pour éliminer les problèmes d'antiphase. Cette technique, combinée au blocage des dislocations émergentes par les parois du masque (Aspect Ratio Trapping ART) a d'ailleurs permis l'obtention de nanostructures d'InP de bonne qualité cristalline sur Si [75]. Sur ce

sujet, la collaboration avec des laboratoires déjà expérimentés dans ce domaine me semble l'approche à privilégier.

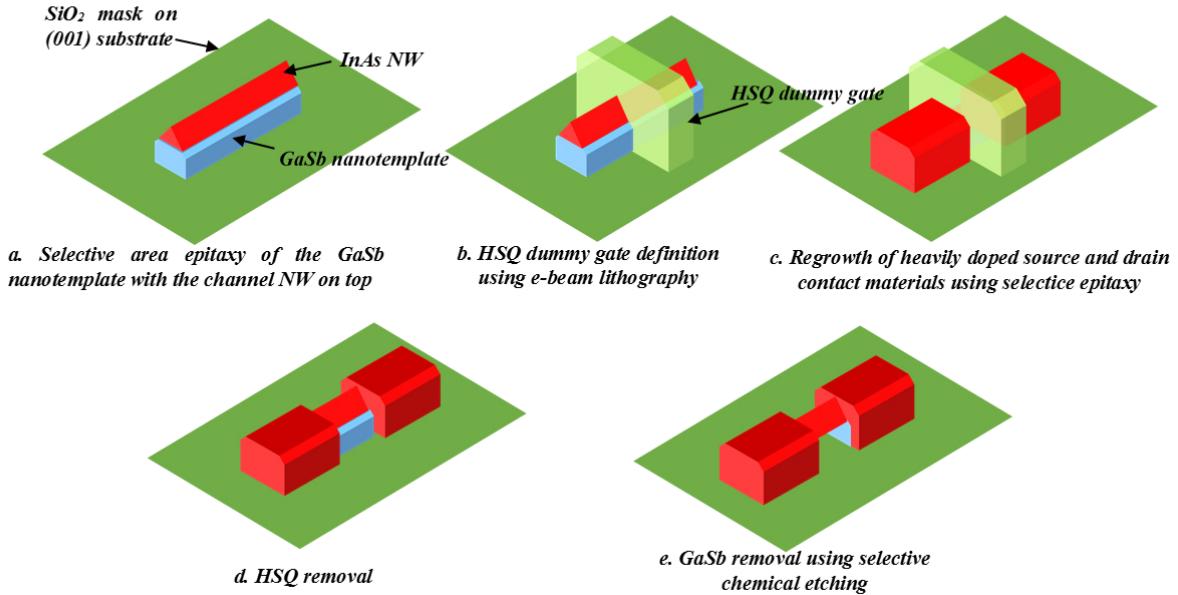


Figure 43 – Description du procédé envisagé pour la fabrication de transistors à nanofils planaires d’InAs avec recroissance de zones de contact en InAs fortement dopé de part et d’autre d’une grille sacrificielle en HSQ.

III.2. L’hétérostructure (Al)GaSb/InAs : un candidat de choix pour le transistor à effet tunnel

Contrairement au transistor MOS reposant sur un mécanisme d’injection thermo-ionique, le transistor à effet tunnel (TFET) utilise le principe de la modulation de l’épaisseur de la barrière tunnel inter-bandes pour commander le courant traversant le composant. Ce mécanisme étant indépendant de la température, il ne connaît pas la même limite physique intrinsèque en termes d’efficacité de commutation que la technologie MOS standard pour laquelle, à température ambiante, une variation d’une décade du courant de sortie ne peut se faire à moins d’une variation de tension de 60 mV de la tension de commande (pente sous le seuil minimum de 60 mV/décade). Potentiellement, le transistor à effet tunnel peut atteindre une efficacité de commutation jusqu’à 10 mV/décade [76]. Une telle efficacité permettrait de réduire considérablement la tension d’alimentation des circuits logiques. En pratique, assez peu de transistors ont réellement démontré une efficacité de commutation meilleure que la limite intrinsèque du MOS. Seul Intel, avec une technologie de TFET vertical à base d’InGaAs, a montré une efficacité de commutation légèrement inférieure à 60 mv/décade [77] ou plus récemment l’Université de Tokyo, avec une technologie TFET à nanofils InGaAs/Si, qui a publié un composant avec une pente sous-le-seuil de 30 mV/décade [78]. Dans ces deux exemples, les courants dans l’état passant sont très faibles et ne permettent pas de concurrencer la technologie CMOS standard où le courant dans l’état ON dépasse plusieurs centaines de $\mu\text{A}/\mu\text{m}$. Cette faiblesse du transistor à effet tunnel peut être dépassée en

utilisant des hétérostructures antimoniées dont les alignements de bande peuvent être fortement décalés. C'est le cas de l'hétérostructure AlGaSb/InAs dont le profil de bandes peut varier du type II au gap fermé (« broken gap ») en jouant sur la teneur en aluminium. C'est à partir de cette filière de matériau qu'ont été démontrés récemment des transistors à effet tunnel dont le courant dans l'état ON est de $180 \mu\text{A}/\mu\text{m}$ [79]. Dans cet exemple, la pente sous-le-seuil est toutefois limitée à 200 mV/décade probablement à cause de la forte résistance série des zones de contacts inhérente à la topologie de grille planaire utilisée.

La voie que nous avons choisie d'étudier dans le cadre du projet ANR SAMBA et de la thèse de Vinay Chinni que je co-encadre depuis novembre 2013 avec Mohammed Zaknoune du groupe ANODE, est celle d'une technologie verticale à grille latérale. La possibilité d'utiliser le même système de matériaux pour la réalisation d'un transistor de type p permet d'envisager une co-intégration des deux transistors sur le même substrat. Cet aspect est également à l'étude en utilisant la recroissance sélective dans le cadre du projet ANR Jeune Chercheur SAMBA que je coordonne depuis 2013.

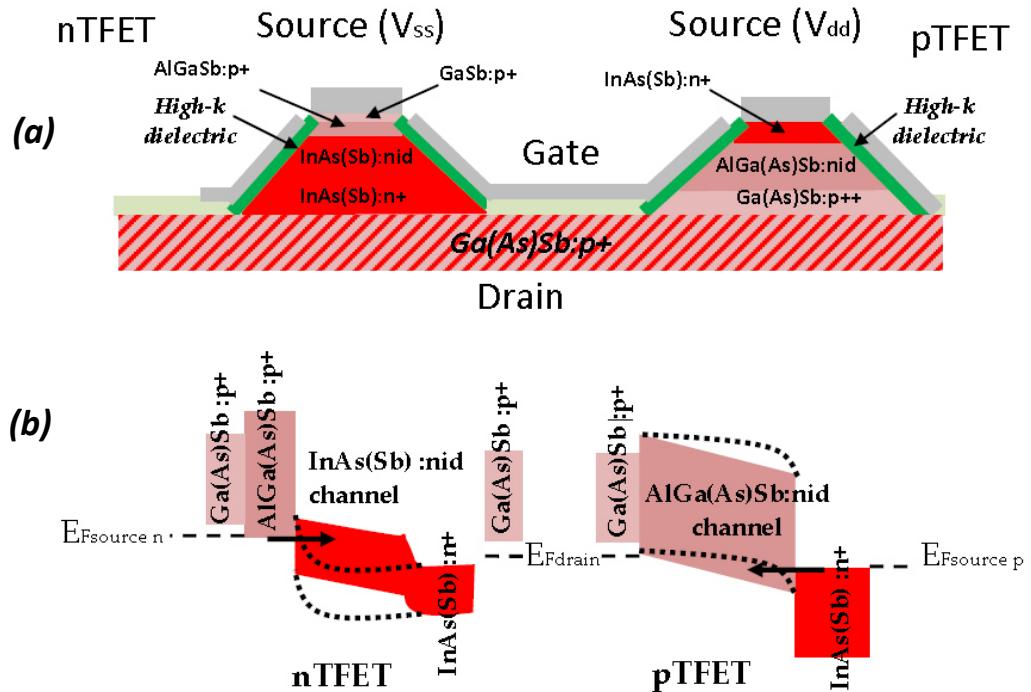


Figure 44 - Architecture (a) et structures de bandes (b) de la technologie CMOS à base de transistors à effet tunnel complémentaires envisagés dans le cadre du projet ANR JCJC SAMBA.

Le principe de cette architecture est présenté sur la Figure 44. On se propose dans un premier temps de croître une des deux structures épitaxiales (n ou p) par une méthode de croissance standard puis, après gravure des mesa du composant et masquage, de réaliser la structure complémentaire en utilisant une technique de croissance localisée, les deux composants présentant des électrodes de drain et de grille communes de manière à pouvoir réaliser une porte inverseuse. Ce projet est décomposé en plusieurs étapes : la première consiste en la réalisation et l'optimisation des deux types de transistors TFET dans la filière AlGaSb/InAs par une approche technologique « standard » et de manière indépendante ; la deuxième étape consiste à étudier la croissance localisée de ce type de structure pour pouvoir atteindre l'objectif de co-intégration.

Le transistor TFET de type n à hétérostructure AlGaSb/InAs : approche « top-down »

Concernant la première partie de ce projet, nous avons opté pour une topologie basée sur un transport tunnel vertical commandé par une double-grille latérale. Cette approche est relativement proche de celle utilisée par Intel ou par le groupe de Suman Datta à l'Université de Pennstate pour le développement de TFET à base d'InGaAs en accord de maille sur InP. Elle diffère de la méthode utilisée par l'Université de Notre Dame pour la filière AlGaSb/InAs où le parti a été pris d'exploiter le transport tunnel vertical par une grille planaire supérieure. Cette technologie, si elle a l'avantage de permettre un bon contrôle électrostatique du canal, pose des problèmes de résistance de contact et de possibilité d'intégration à grande échelle du composant. En effet, seuls des composants de plusieurs μm^2 ont été rapportés. Concernant l'approche que nous avons choisie, la principale difficulté est d'obtenir un très bon contrôle électrostatique du courant tunnel par l'intermédiaire des grilles latérales. Cela implique d'atteindre une largeur de mesa de quelques dizaines de nm voire quelques nm.

Dans le cadre de la thèse de Vinay Chinni, nous avons mis au point un procédé permettant à la fois d'évaluer les propriétés intrinsèques de conductance tunnel d'hétérostructures AlGaSb/InAs mais également la réalisation de transistors à partir de ces hétérostructures en ajoutant une grille latérale sur les flans de mesa. Ces travaux ont abouti à la réalisation de composants (diodes Esaki et TFET) avec une largeur de mesa de quelques dizaines de nm et vont nous permettre désormais d'optimiser les différents paramètres qui influent sur les caractéristiques électriques du composant et en particulier sur le rapport I_{ON}/I_{OFF} et la pente sous le seuil.

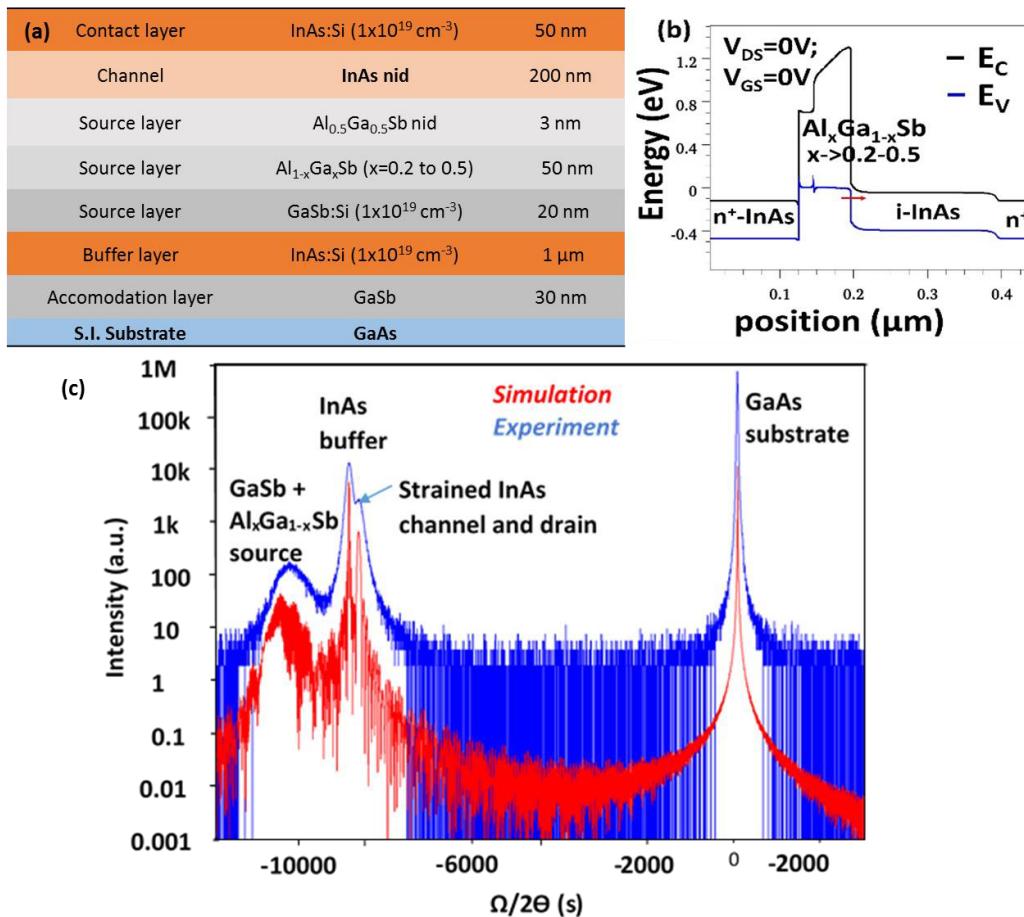


Figure 45 – (a) Structure de l'épitaxie développée pour la réalisation d'un TFET vertical à canal InAs. (b) Structure de bandes calculées à l'aide du logiciel Silvaco Atlas. (c) Spectre de diffraction X associé (Ω - 2Θ scan en triple diffraction).

Parmi ces paramètres, la qualité des couches épitaxiales est essentielle. Une parfaite maîtrise de la jonction tunnel (interface abrupte, profil de dopage) est notamment requise pour limiter les courants de fuite. Les autres challenges sont la réduction des dislocations de désadaptation entre la couche active et le substrat mais aussi au sein de la structure active elle-même puisque le système AlSb/GaSb/InAs n'est pas tout à fait en accord de maille et que les épaisseurs nécessaires dépassent la centaine de nanomètres. La relaxation plastique peut entraîner l'apparition de dislocations pouvant constituer des pièges au niveau de l'interface tunnel [80].

Ces contraintes nous ont conduits à utiliser une couche tampon en InAs dont l'accompagnement du désaccord par rapport à GaAs est réalisée par une fine couche intermédiaire de GaSb (30 nm) incomplètement relaxée (environ 92%) permettant de favoriser la formation d'un réseau de dislocations de Lomer à l'interface avec GaAs tout en minimisant la rugosité de surface. La composition et la structure de bande associées à cette épitaxie ainsi que son spectre de diffraction X sont présentés sur la Figure 45. L'observation d'un pic d'InAs contraint en compression sur le spectre de diffraction X révèle une relaxation partielle de la couche GaSb/Al_xGa_{1-x}Sb de source dans laquelle un gradient d'Aluminium a été introduit pour « lisser » le décalage de bande de valence entre GaSb et Al_{0.5}Ga_{0.5}Sb. L'introduction d'As dans cette couche est actuellement à l'étude pour supprimer cette relaxation.

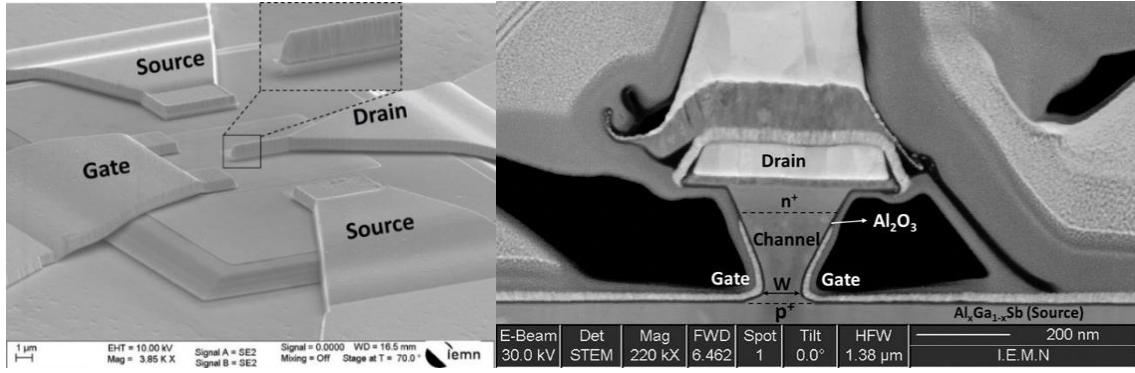


Figure 46 – Coupe transverse (image de gauche) et vue plongeante illustrant la technologie de pont à air (image de droite) utilisée pour la réalisation d'un premier transistor TFET réalisé dans la filière AlGaSb/InAs dans le cadre du projet SAMBA et de la thèse de Vinay Chinni co-encadrée avec Mohammed Zknoune.

Grâce à une gravure chimique sélective anisotrope de l'InAs, à un dépôt d'alumine par ALD suivie d'une métallisation de grille auto-alignée et une technologie de pont-à-air mise au point par Mohammed Zknoune pour les transistors bipolaires, des composants verticaux dont la largeur de canal minimum atteint 80 nm ont été obtenus (Figure 46). Cet accomplissement technologique a permis d'aboutir à un transistor TFET sur substrat GaAs à l'état de l'art en terme de courant dans l'état passant ($433 \mu\text{A}.\mu\text{m}^{-2}$) et pour une tension V_{DS} égale à 0.5V (Figure 47 a et b). La pente sous-le-seuil du composant reste cependant très importante à température ambiante (environ 530 mV/décade) (Figure 47 c). La mesure des performances de ce transistor en fonction de la température a permis de mettre en évidence les différents mécanismes de fuite responsables de cette pente sous-le-seuil élevée. Dans l'état bloqué, nous avons mis en évidence que le seuil minimum de courant à température ambiante est limité par un mécanisme de génération/recombinaison assistée par défauts de type Shockley Read Hall (SRH) dans l'InAs. La caractérisation de ce transistor à basse température (Figure 48) montre que pour une tension V_{DS} de 0.5V cette pente est limitée par un effet de réduction de l'épaisseur de la barrière tunnel induit par la tension de drain (DIBT). Pour limiter cet effet, plusieurs voies sont possibles : (i) travailler à très faible tension V_{DS} (comme le montre la Figure 48 c, la pente sous le seuil est réduite à 90 mV/décade pour une tension V_{DS} égale à 0.1V), (ii) augmenter l'épaisseur de la barrière tunnel en augmentant légèrement le taux d'aluminium dans AlGaSb ou en y incorporant une part d'As et/ou (iii) améliorer la

commande de grille en réduisant encore la largeur du mésa. La seconde approche (introduction d'arsenic dans AlGaSb) a le mérite de résoudre également le problème de relaxation par rapport à la couche tampon InAs. La difficulté sera la maîtrise exacte de la composition de ce quaternaire et la réalisation du gradient d'aluminium sur une épaisseur aussi fine que 50 nm. Les performances de ce composant sont comparées aux meilleurs TFETs basés sur l'utilisation d'une hétérostructure antimoïnée fortement décalée à base d'antimoïne (Tableau 3). Bien que perfectibles en terme de pente sous le seuil, nos résultats sont très prometteurs en termes de courant ON et de possibilité d'intégration monolithique sur substrat (001) désadapté en maille. Les améliorations à apporter au composant sont encore nombreuses pour espérer réduire la pente-sous-le-seuil sous la limite thermoïonique. L'amélioration du contrôle électrostatique de grille nécessite notamment de réduire considérablement la densité de piéges situés à l'interface oxyde/InAs avec une réduction supplémentaire de la largeur des mesas.

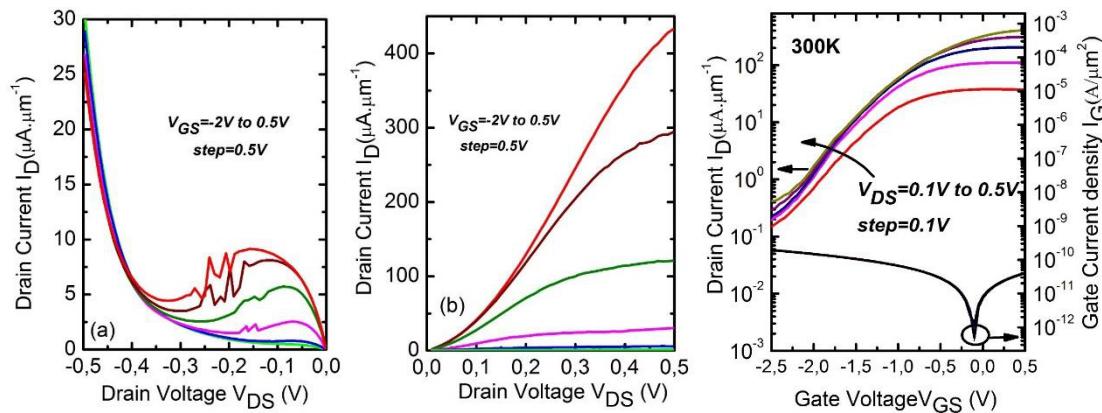


Figure 47 – Caractéristiques courant-tension (a et b) et caractéristique de transfert à température ambiante (c) d'un transistor vertical TFET à hétérostructure AlGaSb/InAs réalisé dans le cadre du projet SAMBA.

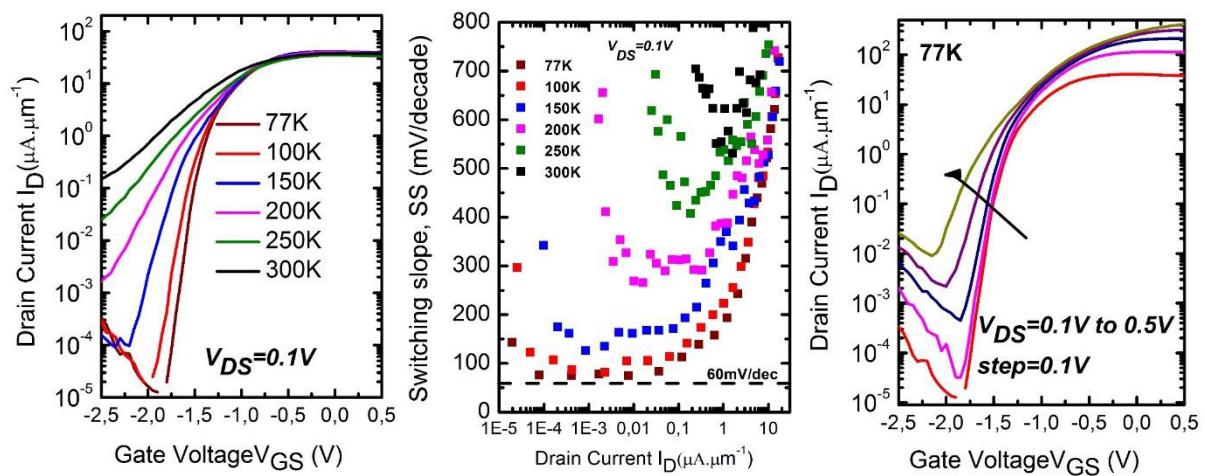


Figure 48 – (a) Caractéristiques de transfert d'un transistor vertical TFET à hétérostructure AlGaSb/InAs réalisé dans le cadre du projet SAMBA en fonction de la température. (b) Evolution de la pente sous le seuil du composant en fonction du courant de drain et de la température. (c) Caractéristiques de transfert à 77K en fonction de la tension de drain.

Ref.	Device architecture	Substrate	Materials	Body thickness (nm)	L_G (nm)	EOT (nm)	$I_{ON} @ V_{DS}=0.5V$ ($\mu A/\mu m$)	I_{ON}/I_{OFF} for $V_{DS}=0.5V$ ($V_{GS(ON)} - V_{GS(OFF)}$)	SS_{min} (mV/dec) 300K $V_{DS} = 0.5V$	SS_{min} (mV/dec) 77K $V_{DS}=0.1V$
[81]	T-shape	GaSb (001)	InAs/GaSb (broken gap)	6	40000	1.3	180	6,000 (1.5V) 143 @ $V_{DS}=0.3V$ (3V)	200	50
[82]	NW with Ω -gate	GaAs (111)	InAs(Sb)/GaSb (broken gap)	45	290	1.3	62		320	17 @4.2K
[83]	Vertical NW with GAA	Si (111)	InAs/GaSb (broken gap)	20	100	1.4	35	5,000 (1V)	82	NA
[84]	Λ -shape	InP (001)	$In_{0.9}Ga_{0.1}As/GaAs_{0.18}Sb_{0.82}$ (near-broken gap) $In_{0.65}Ga_{0.35}As/GaAs_{0.4}Sb_{0.6}$ (highly staggered)	600	200	2	740	60 (3V)	>500	150
[85]	Λ -shape	InP (001)		700	150	0.4	110	1.3×10^5 (1.5V)	130	NA
This work	V-shape	GaAs (001)	InAs/Al _{0.5} Ga _{0.5} Sb (near-broken)	80	200	1.8	433	9.8×10^2 (3V)	530	71

Tableau 3 – Tableau comparatif des meilleurs TFET à base d'hétérostructures antimoniées publiés

La croissance localisée d'hétérostructures InAs/AlGaSb

La deuxième partie du projet SAMBA vise à la co-intégration des structures n et p. Pour ce faire, le recours à la croissance localisée d'une des deux structures est nécessaire. Ce genre de composant étant très sensible à la qualité de l'interface et au contrôle du dopage, nous avons dans un premier temps entrepris la croissance localisée de ces structures pour la réalisation de diodes à effet tunnel (diodes Esaki), l'obtention d'une résistance différentielle négative étant un gage de la qualité de l'hétérostructure. La structure épitaxiale réalisée à partir d'un substrat GaSb :p+, sur lequel une couche d'InAs :n+ et un masque en SiO₂ ont préalablement été déposés, est présentée sur la Figure 49 [86].

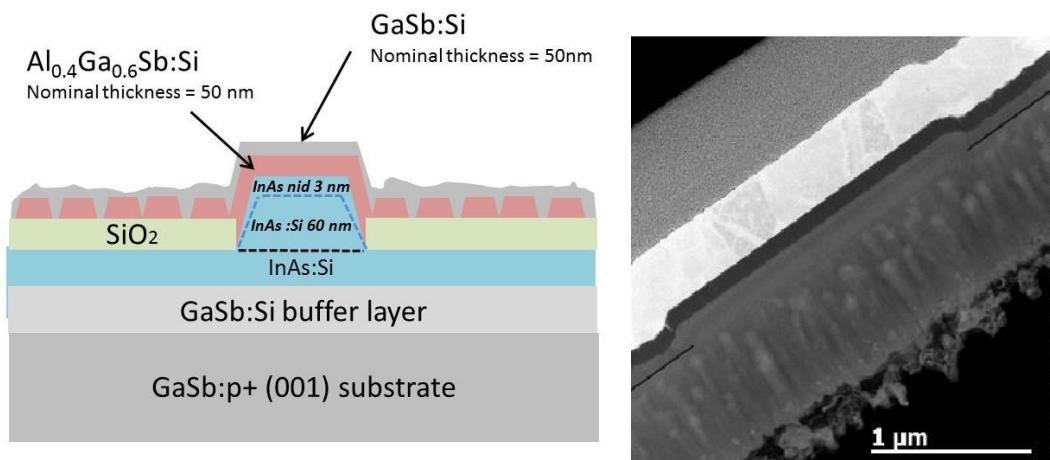


Figure 49 – Vue schématique (gauche) et coupe TEM réalisée au CIMAP (droite) de la structure des épitaxies de diodes tunnel. L’absence de sélectivité de croissance pour AlGaSb et GaSb est illustrée par le dépôt poly-cristallin sur le masque en Silice [86].

Les caractéristiques de diodes obtenues pour différentes tailles d’ouverture dans le masque en SiO_2 jusqu’à 50 nm x 50 nm (Figure 50) ont montré une résistance différentielle négative caractéristique d’une diode Esaki. Ces résultats valident donc l’approche croissance localisée pour la co-intégration des structures TFET n et p.

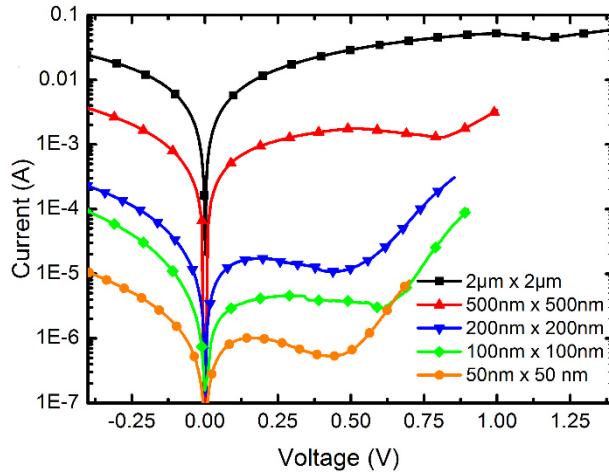


Figure 50 – Caractéristiques I(V) de diodes tunnel InAs/AlGaSb réalisées par croissance sélective en fonction de la taille de l’ouverture du masque SiO_2

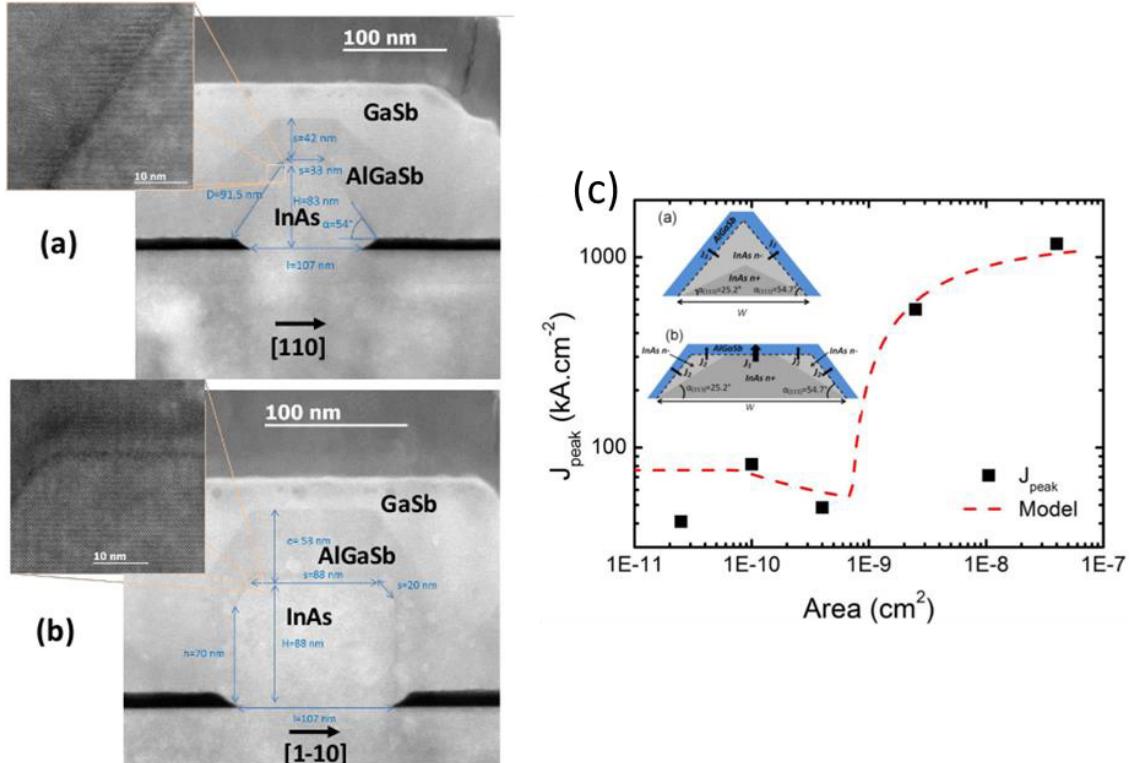


Figure 51 – Images TEM en coupe transverse (CIMAP) des diodes Esaki épitaxiées sélectivement dans des ouvertures nanométriques d’un masque en SiO_2 orientées suivant les différents azimuts du substrat ([110] (a) ou [1-10] (b)). L’impact de la nature des facettes sur le courant tunnel obtenu se traduit par une dépendance de ce dernier à la surface de l’ouverture (c).

Ces travaux, publiés dans la revue Nanotechnology [86], ont également permis de mettre en évidence l'impact du facettage des nanostructures sur les caractéristiques électriques des diodes lorsque des dimensions d'ouverture nanométriques sont atteintes. En effet, l'incorporation des dopants Si dépend de la nature des facettes puisque celles-ci ne présentent pas la même réactivité et la même vitesse de croissance. Comme le montrent les images TEM de la Figure 51 , l'orientation cristallographique ainsi que la taille de l'ouverture influent fortement sur la forme de l'interface tunnel. Combiné à l'effet d'incorporation du Silicium, cela donne une variation inattendue de la densité de courant pic en fonction de la taille de l'ouverture. En considérant l'évolution de la forme des nanostructures pendant la croissance, nous avons pu établir un modèle simple traduisant cette variation de densité de courant.

Outre l'intérêt pour la réalisation de TFET, cette approche offre également des perspectives pour la réalisation de diodes de détection performantes dans la gamme sub-millimétrique puisqu'elle permet d'accéder à de faibles surfaces de jonction ce qui limite la capacité intrinsèque du composant et permet une réponse élevée en fréquence. Ces faibles dimensions sont ici atteintes avec une approche « bottom-up » qui évite la gravure d'un mesa dont les flans nécessiteraient une passivation pour réduire les fuites par les défauts de surfaces. Cette voie est envisagée dans le cadre du projet ANR CSOSG 2013 **MILLIPRISM** coordonnée par J.-F. Lampin du groupe Photonic Terahertz de l'IEMN.

L'intégration d'hétérostructures verticales pour transistor tunnel sur Silicium

Comme nous l'avons vu précédemment, l'obtention d'hétérostructures AlSb/InAs sur Silicium est possible par l'intermédiaire d'une couche d'adaptation GaP/GaSb. Des mobilités électroniques élevées ont ainsi été démontrées. Cependant, la densité de dislocations émergentes reste élevée et celles-ci sont sans doute plus pénalisantes pour un composant à transport vertical comme le TFET que pour un HEMT. En outre, la croissance sélective de GaSb/GaAs permet de réduire considérablement la densité de dislocations émergeantes. L'utilisation de cette technique et son extension à des substrats de Silicium paraît naturellement attractive pour parvenir à l'intégration de ces transistors tunnel verticaux sur une plateforme CMOS. Deux approches peuvent être envisagées. La première est complètement « bottom-up » : la largeur du mesa serait définie par celle de l'ouverture du masque en silice. C'est la voie développée en MOCVD par le groupe d'Heike Riel chez IBM Zurich avec la technique « TASE » (Template Assisted Selective Epitaxy) [87] [88]. Par EJM, un rapport d'aspect très grand entre la profondeur (>200 nm) et la largeur (<40 nm) des ouvertures risque de conduire à un effet d'ombre trop important. La voie qui me paraît plus réaliste consiste en une approche mixte où la croissance localisée est utilisée pour définir des nanostructures sans défauts émergents et larges d'une centaine de nanomètres, et où une gravure est ensuite utilisée pour définir la largeur du composant avant le dépôt des grilles latérales. Concernant la croissance, les difficultés seront similaires à celles évoquées pour le MOSFET à nanofils InAs planaires sur Silicium puisque les matériaux mis en jeu sont identiques.

III.3. Vers la réalisation de matériaux 2D artificiels à base de matériaux III-V à faible masse effective

Depuis quelques années, la mise en évidence des propriétés exceptionnelles en terme de transport électronique des matériaux dits « 2D » tels que le graphène a conduit à un nombre exponentiel d'études consacrées à leur élaboration. Si de nombreux dispositifs électroniques ont pu être démontrés en utilisation l'exfoliation à partir d'un matériau volumique puis le report sur un substrat, l'épitaxie de ces matériaux est extrêmement difficile compte-tenu de la passivation naturelle de ces surfaces sur lesquelles toute relation d'épitaxie paraît impossible. La croissance aboutit ainsi généralement à un polycristal où la taille des grains est très limitée.

Par ailleurs, la nanostructuration d'un gaz d'électron bidimensionnel au sein d'une hétérostructure III-V peut conduire à des propriétés de transport assez similaires. En effet, des calculs réalisés par Christophe Delerue, du groupe Physique de l'IEMN, montrent qu'une structuration en nid d'abeille à l'échelle nanométrique permet d'obtenir une structure de bandes formant un cône de Dirac analogue à celle obtenue naturellement avec le graphène. Le caractère artificiel de ces hétérostructures est un réel challenge d'un point de vue technologique puisqu'une modulation de potentiel dans le plan du gaz 2D avec une périodicité inférieure à 50 nm est nécessaire tout en limitant les effets des défauts induits par la nanostructuration sur le transport électronique. En revanche, ce caractère artificiel présenterait un intérêt fondamental pour pouvoir moduler à l'envie les propriétés du matériau (introduction de défauts contrôlés dans la périodicité, états de bord, ...).

Quelques travaux pionniers ont été menés afin d'étudier les propriétés de transport électronique au sein d'une hétérostructure AlGaAs/GaAs à dopage modulé et soumise à un potentiel latéral avec une géométrie en nid d'abeille [89] [90]. Très récemment, la présence de fermions de Dirac au sein de ces hétérostructures a été démontrée par des mesures de spectroscopie optique [91].

L'utilisation d'un matériau avec une faible masse effective telle qu'InGaAs peut permettre d'améliorer les effets de confinement et conduire également à l'observation de ces fermions de Dirac pour une périodicité du réseau en nid d'abeille aux limites des techniques de lithographie actuelles mais toutefois现实的. C'est dans ce contexte que s'inscrit le projet ANR PRC DIRAC III-V coordonné par Christophe Delerue et qui démarrera en novembre 2016.

La première approche consistera à moduler électriquement la densité dans le gaz 2D par la réalisation d'une électrode de grille nanostructurée de manière à créer localement des zones de déplétion laissant apparaître un réseau de boîtes quantiques organisées en nid d'abeille (Figure 52 a).

Une seconde approche est envisagée afin d'améliorer le confinement électrostatique dans les boîtes : elle consiste à structurer le gaz 2D par une gravure du canal (Figure 52 b). Evidemment cette gravure risque d'induire des défauts de surface irréguliers perturbant le transport électronique. Afin de réduire ces effets, une étape de désoxydation suivie d'une reprise de croissance d'un matériau à grand gap dans les trous est envisagée. Le challenge est évidemment de réaliser cette nanostructuration en limitant les effets électrostatiques induits par les pièges situés à l'interface de reprise qui pourraient conduire à une perte de mobilité électronique.

Enfin, une troisième approche serait d'utiliser la croissance sélective pour croître directement le canal en nid d'abeille en utilisant des plots en HSQ comme masque de croissance. Les incertitudes quant au facettage et aux propriétés de transport électronique obtenus avec une telle méthode sont bien entendu très grandes mais cette voie « bottom-up » originale ouvrirait de très grandes perspectives pour l'obtention de surfaces 2D nanostructurées artificiellement à l'échelle du libre parcours moyen de l'électron.

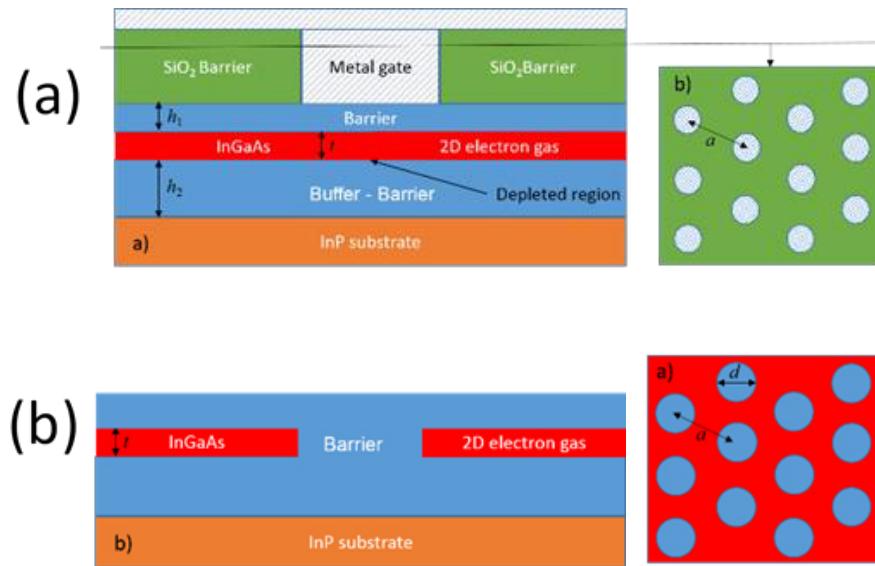


Figure 52 - Différentes approches envisagées pour la modulation latérale en nid d'abeille d'un gaz d'électron bidimensionnel dans un puits d'InGaAs : (a) modulation à l'aide d'une grille nanostructurée ou (b) modulation par la recroissance localisée d'un matériau barrière.

Conclusion

Au cours de ces dix années de recherche consacrées à l'épitaxie d'hétérostructures à base d'antimoine pour l'électronique haute fréquence et faible consommation, j'ai pu apprécier les incomparables propriétés physiques de ce système de matériaux mais également les nombreux obstacles à surmonter pour en faire une technologie industrielle de choix que ce soit pour la réalisation d'amplificateurs faible bruit haute fréquence ou encore pour supplanter le silicium comme matériau actif dans les prochaines générations de microprocesseurs. Parmi ces difficultés, le large désaccord de maille existant entre ces matériaux et les substrats standards de l'électronique m'a conduit à étudier les mécanismes de relaxation aux interfaces GaSb/GaAs et GaSb/GaP, l'objectif étant de favoriser la formation d'un réseau périodique de dislocations de désadaptation au niveau de ces interfaces pour minimiser le nombre de défauts émergents.

Ces travaux ont permis d'exploiter au mieux les propriétés des hétérostructures antimonées en termes de mobilité électronique à température ambiante ou de variété des alignements de bandes. Ces études de croissance ont toujours été menées dans l'optique de réaliser des composants électroniques performants. Dans ce contexte, une forte interaction avec les équipes en charge de la réalisation technologique des composants a été nécessaire et des collaborations internes à l'IEMN, en particulier avec le groupe ANODE, ou externe avec l'Université de Chalmers en Suède, ont abouti à la réalisation d'un certain nombre de composants à l'état de l'art (HEMT, « Self-switching diodes », HBT, TFET). La qualité des hétérostructures développées pour ces applications a également débouché vers d'autres collaborations dans des projets de recherche plus amont en physique mésoscopique où les propriétés électroniques des matériaux à faible masse effective sont particulièrement intéressantes.

Mes travaux de recherche actuels et à venir s'inscrivent également dans cette logique : à la fois répondre aux problèmes technologiques rencontrés dans le développement de nano-composants pour l'électronique faible consommation mais également profiter de ces études pour proposer de nouvelles architectures ou de nouvelles fonctionnalités. C'est ainsi que le développement de l'épitaxie sélective pour répondre aux problèmes de la réduction des résistances d'accès ou de l'intégration monolithique des MOSFETs III-V permet également d'envisager la réalisation d'hétérostructures III-V nanostructurées pour obtenir des propriétés inédites en terme de structure de bandes (fermions de Dirac).

Face aux progrès impressionnantes de la MOCVD pour l'épitaxie de composés III-V pour l'électronique, il est difficile de dire quel sera l'avenir de l'épitaxie par jets moléculaires dans ce domaine. Si la problématique d'intégration sur Silicium a connu des avancées majeures ces dernières années en MOCVD, grâce notamment aux techniques de croissance localisée utilisant le piégeage des défauts émergeants dans des tranchées en silice avec un grand rapport d'aspect (Aspect Ratio Tapping « ART ») développé par l'IMEC ou celle développée par IBM consistant à utiliser un moule en Silice pour former des nanostructures verticales ou planaires (Template Assisted Selective Epitaxy « TASE »), le contrôle très précis des interfaces reste un avantage majeur pour l'EJM. Ainsi, il paraît judicieux de pouvoir marier ces techniques pour l'intégration sur Silicium de composants tels que le transistor à effet tunnel.

Bibliographie

- [1] M.Rodwell, Y.Betser, S.Jaganathan, T.Mathew, P.K.Sundarajan, S.C.Martin, R.P.Smith, Y.Wei, M.Urtega, D.Scott et S.Long.*Gallium Arsenide applications symposium, GAAS 2000, 2-6 october 2000, Paris.* .
- [2] J.-F.Lampin, L.Desplanque et F.Mollot.*Appl. Phys. Lett.* 81, p. 1174, 2002.
- [3] L.Desplanque, J.-F.Lampin et F.Mollot.*Appl. Phys Lett.* 84 p.2049 (2004).
- [4] T.Crépin, J.-F.Lampin, T.Decoopman, X.Mélique, L.Desplanque et D.Lippens.*Appl. Phys. Lett.* 87, p. 104105 (2005).
- [5] J.F.Lampin, L.Desplanque, M.Ternisien, T.Crepin, C.Walloth, D.Lippens et F.Mollot, *Proceedings of the 2004 Joint 29th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 12th International Conference on Terahertz electronics*, pp. 469-470, september 27-october 1, 2004.
- [6] L.Desplanque, Thèse de doctorat "Caractérisation électro-optique de composants terahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde", Univ. Lille 1, 2003.
- [7] L.Desplanque, E.Peytavit, J.-F.Lampin, D.Lippens et F.Mollot, *Appl.Phys. Lett.* 83, p. 2483, 2003.
- [8] E.Peytavit, J.-F.Lampin, T.Akalin et L.Desplanque, *Electron. Lett.* 43, p. 73, 2007.
- [9] E.Yablonovitch, T.Sands, D.M.Hwang, I.Schnitzer et T.J.Gmitter, *Appl. Phys. Lett.* 59, p. 3159, 1991.
- [10] E.Mairiaux, "Développement d'une nouvelle filière de transistors bipolaires à hétérojonction AlIn(As)Sb/GaInSb en vue d'applications térahertz", *Thèse de doctorat de l'Université de Lille1*, 2010.
- [11] I.Nemeth, B.Kunert, W.Stolz et K.Volz, *J. Cryst. Growth* 310 , 4763–4767 (2008), vol. 310.
- [12] I.Nemeth, B.Kunert, W.Stolz et K.Volz, *J. Cryst. Growth* 310, 1595 (2008), vol. 310.
- [13] W.E.Hoke, C.S.Whelan, P.F.Marsh, P.J.Lemonias, P.S.Lyman, S.M.Lardizabal, R.E.Leoni, T.E.Kazior, A.Torabi, J.H.Jang, D.C.Dumka, I.Adesida, K.L.Chang et K.C.Hsieh.*GaAs MANTECH Conference 2001*.
- [14] J.M.Kang, M.Nouaoura, L.Lassabatère et A.Rocher.*J. Cryst. Growth* 143, 115–123 (1994).
- [15] J.M.Kang, Suk-Ki Min et A.Rocher.*Appl. Phys. Lett.* 65, 2954 (1994).
- [16] A.Rocher et E.Snoeck.*Mat.Sci.Eng. B*67 p.62 (1999).
- [17] W.Qian, R.Kaspi et M.Skowronski.*J.Electrochem. Soc.* 44, 1430 (1997).

- [18] W.Qian, M.Skowronski, R.Kaspi, M.De Graef et V.P.Dravid, *J. Appl. Phys.* 81 (1997) 7268, vol. 81.
- [19] G.Balakrishnan, S.Huang, T.J.Rotter, A.Stintz, L.R.Dawson, K.J.Malloy, H.Xu et D.L.Huffaker.*Appl.Phys.Lett.* 84, 2058 (2004).
- [20] A.Othake.*Surface Science Reports*, Volume 63, Issue 7, p. 295-327 (2008)..
- [21] L.J.Whitman, B.R.Bennett, E.M.Kneedler, B.T.Jonker et B.V.Shanabrook, *Surf. Sci.*, vol. 436, p. L707, 1999.
- [22] P.Moriarty, P.H.Beton, Y.R.Ma, D.A.Woolf et M.Henini, *Phys.Rev. B*, vol. 53, p. R16148, 1996.
- [23] P.Laukkonen, R.E.Perala, R.L.Vaara et I.J.Vayrynen, *Phys. Rev. B*, vol. 69, p. 205323, 2004.
- [24] S. E. Kazzi, Thèse de doctorat: Croissance épitaxiale d'hétérostructures antimoniées sur substrats fortement désadaptés en maille pour applications aux transistors à effet de champs, Université de Lille 1, 13 novembre 2012.
- [25] S. E. Kazzi, L.Desplanque, C. Coinon, Y. Wang, P. Ruterana et X. Wallart.*Appl. Phys. Lett.* 97, 192111 (2010).
- [26] S.ElKazzi, L.Desplanque, Y.Wang, P.Ruterana et X.Wallart, *J.Appl.Phys.*, vol. 111, p. 123506, 2012.
- [27] Y.Wang, P.Ruterana, L.Desplanque, S. Kazzi et X.Wallart. *EPL-Europhys. Lett.* 97, 6 (2010) 68011.
- [28] Y.Wang, P.Ruterana, J.Chen, S.Kret, S. E. Kazzi, C.Genevois, L.Desplanque et X.Wallart.*ACS Appl. Mater. 5*, 19, p. 9760-9764 (2013).
- [29] V. M. Kaganer, R. Kohler, M. Schmidbauer et a. R. Opitz.*Phys. Rev. B* 55, 3, 1997.
- [30] M.Danoy, P.F.Angr, J.Gavrel, C.Brillard, L.Desplanque, Y.Wang, P.Ruterana et X.Wallart, «Proceedings of 41st International Symposium on Compound Semiconductor, Compound Semiconductor Week, CSW 2014, Montpellier, France, may 11-15, 2014, paper Tu-D1-6».
- [31] Y.Wang, P.Ruterana, L.Desplanque, S.ElKazzi et X.Wallart, *J.Appl.Phys.*, p. 023509, 2010.
- [32] Y. Wang, «Dislocation et relaxation de contrainte aux interfaces entre semiconducteurs III-V à large différence de paramètre de maille,» Thèse de doctorat, Université de Caen-Basse Normandie, 2012.
- [33] C.A.Chang, L.L.Chang, E.E.Mendez, M.S.Christie et L.Esaki.*J.Vac.Sci.Technol.B* 2, 214 (1984).
- [34] J. B. Boos, W. Kruppa, B. R. Bennett, D. Park, S. W. Kirchoefer, R. Bass et a. H. B. Dietrich.*IEEE Trans. Electron Devices* 45, p.1869 (1998).

- [35] S. Sasa, Y. Yamamoto, S. Izumiya, M. Yano et Y. I. a. M. Inoue.*Jap. J. Appl. Phys.* 36(3B), 1869 (1997)..
- [36] C. Kadow, M. Dahlström, J.-U. Bae, H.-K. Lin, A. C. Gossard, M. J. W. Rodwell, B. Brar, G. J. Sullivan, G. Nagy et a. J. I. Bergman.*IEEE Trans. on Electron Devices* 52, 151 (2005)..
- [37] B.R.Bennett, J. B. Boos, M. G. Ancona, N. A. Papanicolaou, G. A. Cooke et H. Kheyrandish.*J. Electron Mat.* 36, p.99 (2007).
- [38] B.R.Bennett, R.Magno, J.B.Boos, W.Kruppa et M.G.Ancona.*Solid State Electronics* 49, 1875 (2005).
- [39] L.Desplanque, D.Vignaud et X.Wallart, *J.Cryst.Growth* 301-302, p. 194, 2007.
- [40] H.-R.Blank, M.Thomas, K.C.Wong et H.Kroemer, *Appl. Phys. Lett.* 69, p. 2080 (1996)..
- [41] G.Moschetti, H.Zhao, P.A.Nilsson, S.Wang, A.Kalabukhov, G.Dambrine, S.Bollaert, L.Desplanque, X.Wallart et J.Grahn.*Appl. Phys.Lett.* 97, 243510 (2010).
- [42] L.Desplanque, S.ElKazzi, J.-L.Codron, Y.Wang, P.Ruterana, G.Moschetti, J.Grahn et X.Wallart.*Appl. Phys. Lett.* 100, 262103 (2012).
- [43] L.Desplanque, S.ElKazzi, C.Coinon, S.Ziegler, B.Kunert, A.Beyer, K.Volz, W.Stolz, Y.Wang, P.Ruterana et X.Wallart.*Appl.Phys.Lett.* 101, 142111 (2012).
- [44] B. Shojaei, A. McFadden, J. Shabani, B. D. Schultz et a. C. J. Palmstrøm.*Appl. Phys. Lett.* 106, 222101 (2015).
- [45] N.-T. Yeh, Pei-Chin Chiu, Jen-Inn Chyi, Fan Ren et Stephen J. Pearton, *J. Mater. Chem. C.*, n°11, p. 4616, 2013.
- [46] Y.Roelens, A.Olivier, L.Desplanque, A.Noudeviwa, F.Danneville, N.Wichmann, X.Wallart et S.Bollaert.*Proceedings of the 68th Device Research Conference, DRC 2010, Notre Dame, IN, USA, june 21-23, 2010*, 53-54.
- [47] A. Noudeviwa, Y. Roelens, F. Danneville, A. Olivier, N. Wichmann, N. Waldhoff, S. Lepilliet, G. Dambrine, L. Desplanque, X. Wallart, G.Moschetti, J.Grahn et S.Bollaert.*IEEE Trans. On Electron. Device*, Vol. 57 (2010), 8, p. 1903-1909. .
- [48] G.Moschetti, P. Nilsson, A.Hallen, L.Desplanque, X.Wallart et J.Grahn.*IEEE Electron Device Lett.*, 33, 4 (2012) 510-512.
- [49] G.Moschetti, M.Abbasi, P.A.Nilsson, A.Hallen, L.Desplanque, X.Wallart et J.Grahn.*Solid-State Electron.*, 79 (2013) 268-273.
- [50] E.Lefebvre, G.Moschetti, M.Malmkvist, L.Desplanque, X.Wallart et J.Grahn.*Semicond. Sci. Technol.*, 29, 3 (2014) p. 035010.

- [51] C.Gardès, S.M.Bagumako, L.Desplanque, N.Wichmann, S.Bollaert, F.Danneville, X.Wallart et Y.Roelens.*Proceedings of 25th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM 2013, Kobe, Japan, may 19-23, 2013, paper MoPI-25.*
- [52] A.Westlund, P.Sangaré, G.Ducournau, P.-A.Nilsson, C.Gaquièvre, L.Desplanque, X.Wallart et J.Grahn.*Appl. Phys. Lett., 103, 13 (2013) 133504.*
- [53] A.Westlund, P-A.Nilsson, P.Sangaré, G.Ducournau, C.Gaquièvre, L.Desplanque et X.Wallart.*J. Vac. Sci. Technol. B 33, 2 (2015) 021207.*
- [54] A.Westlund, I.Iniguez-de-la-torre, P.-A.Nilsson, T.Gonzalez, J.Mateos, P.Sangaré, G.Ducournau, C.Gaquièvre, L.Desplanque, X.Wallart et J.Grahn.*Appl. Phys. Lett. 105, 093505 (2014).*
- [55] G.Tuttle, H.Kroemer et J.H.English, «Electron concentrations and mobilities in AlSb/InAs/AlSb quantum wells,» *J. Appl. Phys.* 65, p. 5240, 1989.
- [56] F.Qu, A. J. Beukman, S. Nadj-Perge, M. Wimmer, B.-M. Nguyen, W. Yi, J. Thorp, M. Sokolich, A. A. Kiselev, M. J. Manfra, C. Marcus et a. L. Kouwenhoven.*Phys. Rev. Lett. 115, 036803 (2015).*
- [57] J.B.Boos, M.J.Yang, B.R.Bennett, D.Park, W.Kruppa et R.Bass, *Electron. Lett.*, p. 847, 1999.
- [58] C.R.Bolognesi, J.E.Bryce et D.H.Chow.*Appl. Phys. Lett. 69, 3531 (1996).*
- [59] T.Ashley, L.Buckle, S.Datta, M.T.Emeny, D.G.Hayes, K.P.Hilton, R.Jefferies, T.Martin, T.J.Phillips, D.J.Wallis, P.J.Wilding et R.Chau, *Electronics Letters*, vol. 43, n° %114, 5 July 2007.
- [60] G.Delhaye, L.Desplanque et X.Wallart, *J. Appl. Phys.*, vol. 104, p. 066105, 2009.
- [61] L.Desplanque, D.Vignaud, S.Godey, E.Cadio, S.Plissard, X.Wallart, P.Liu et H.Sellier.*J. Appl. Phys. 108, 043704 (2010).*
- [62] R.Loesch, R.Aidam, L.Kirste et A.Leuther, *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 033706, 2011.
- [63] R.Magno, J.B.Boos, P.M.Campbell, B.R.Bennett, E.R.Glaser, B.P.Tinkham, M.G.Ancona, K.D.Hobart, D.Park et N.A.Papanicolaou, *Electronics Letters*, vol. 41, p. 370, 2005.
- [64] E.Mairiaux, L.Desplanque, X.Wallart et M.Zaknoune.*IEEE Electron Device Letters 31, 299 (2010).*
- [65] Z.Yuan, A.Nainani, A.Kumar, X.Guan, B.R.Bennett, J.B.Boos, M.G.Ancona et K.C.Saraswat, «IEEE Symp. On VLSI Technology,» p. 185, 2012.
- [66] J. D. Alamo, *Nature 479, p.317 (2011).*
- [67] Q. K. K. Liu, N. Moll, M. Scheffler et a. E. Pehlke.*Phys. Rev. B 60, 24, p. 17008, 1999.*
- [68] M.Fahed, L.Desplanque, C.Coinon, D.Troadec et X.Wallart, *Nanotechnology*, vol. 26, p. 295301, 2015.

- [69] M.A.Wistey, A.K.Barashkar, U.Singisetti, G.J.Burek, B.Shin, E.Kim, P.C.Mc Intyre, A.C.Gossard et M.J.W.Rodwell, *Journal of Vacuum Science & Technology B*, vol. 33, p. 011208, 2015.
- [70] L.Desplanque, M.Pastorek, A.-B.Fadjié, N.Wichmann et S. a. X.Wallart. *19th International Conference on Molecular Beam Epitaxy (ICMBE 2016), Montpellier, France, Sept. 4th-9th ,2016, paper Tu-B7.*
- [71] M.Pastorek, N.Wichmann, L.Desplanque, M.Zaknoune, M.Ridaoui, A.Fadjié, Y.Lechaux, X.Wallart et S.Bollaert. *40th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe, WOCSDICE 2016, Aveiro, Portugal, june 6-10, 2016, Session - Device Processing II, paper 51.*
- [72] K.-H. Goh, K.-H. Tan, S.Yadav, Annie, S-F. Yoon, G. Liang, X. Gong et Y-C. Yeo, chez *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, Washington, DC, 2015.
- [73] M.Fahed, L.Desplanque, D.Troadec, G.Patriarche et X.Wallart, *submitted to Nanotechnology*, 2016.
- [74] M. Fahed, L. Desplanque, D. Troadec, Y. Wang, P. Ruterana, G. Patriarche et X. Wallart. *19th International Conference on Molecular Beam Epitaxy (ICMBE 2016), Montpellier, France, Sept. 4th-9th ,2016, paper Mo-A2..*
- [75] C.Merckling, S.Jiang, W.Guo, O.Richard, B.Douhard, A.Moussa, D.Vanhaeren, H.Bender, N.Collaert, M.Heyns, A.Thean, M.Caymax et W.Vandervorst, *Journal of Appl. Phys.* 114, 033708 (2013)..
- [76] J.T.Smith, S.Das et J.Appenzeller, *IEEE Electron Device Letters* 32, p. 1367 (2011).
- [77] G. Dewey, B. Chu-Kung, J. Boardman, J. M. Fastenau, J. Kavalieros, R. Kotlyar, W. K. Liu, D. Lubyshev, M. Metz, N. Mukherjee, P.Oakey, R. Pillarisetty, M. Radosavljevic, H. W. Then et a. R. Chau. *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 5-7 Dec. 2011, 33.6.1, p785 (2011).
- [78] K.Tomioka et T.Fukui. *Appl. Phys. Lett.* 104, 073507 (2014).
- [79] G.Zhou, R.Li, M.Qi, S.Chae, Y.Lu, Q.Zhang, H.Zhu, J.-M.Kuo, T.Kosel, M.Wistey, P.Fay, A.Seabaugh et H.H.Xing. *IEEE Internation electron Device Meeting (IEDM 2012)*, p. 777 (2012).
- [80] R.M.Iutzi et E.A.Fitzgerald, *Appl. Phys. Lett.* 107, p. 133504, 2015.
- [81] G.Zhou, R.Li, T.Vasen, M.Qi, S.Chae, Y.Lu, Q.Zhang, H.Zhu, J.-M.Kuo, T.Kosel, M.Wistey, P.Fay et A.Seabaugh. *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM) 2012*, pp. 32.6.1-32.6.4.
- [82] A.W.Dey, B.M.Borg, B.Ganjipour, M.Ek, K.A.Dick, E.Lind, C.Thelander et L.-E.Wernersson. *IEEE Electron Device Lett.* 34 (2) pp. 211-213 (2013).

- [83] J. E.Memisevic, M.Hellenbrand, E.Lind et L.-E.Wernersson.*IEEE Electron Device Lett.* 37 (5) pp. 549-552 (2016).
- [84] R.Bijesh, H.Liu, H.Madan, D.Mohata, W.Li, N.V.Nguyen, D.Gundlach, C.A.Richter, K. J.Maier, T.Clark, J.M.Fastenau, D.Loubychev, W.K.Liu, V.Narayanan et S.Datta.*IEEE International Electron DEvices Meeting (IEDM) 2013*, pp. 28.2.1-28.2.4.
- [85] B. Rajamohan, R. Pandey, V. Chobpattana, C. Vaz, D. Gundlach, K. P. Cheung, J. Suehle, S. Stemmer et a. S. Datta.*IEEE Electron Device Lett.* 36(1) pp. 20-22 (2015).
- [86] L.Desplanque, M.Fahed, X.Han, V.K.Chinni, D.Troadec, M.-P.Chauvat, P.Ruterana et X.Wallart.*Nanotechnology* 25, 465302 (2014).
- [87] H. Schmid, M. Borg, K. Moselund, L. Gignac, C. M. Breslin, J. Bruley, D. Cutaia et a. H. Riel.*Appl. Phys. Lett.* 2015, 106, 233101.
- [88] M. Borg, H. Schmid, K. E. Moselund, G. Signorello, L. Gignac, J. Bruley, C. Breslin, P. D. Kanungo, P. Werner et a. H. Riel. *NanoLett.* 2014, 14, 1914.
- [89] G. Simoni, «Delocalized-localized transition in a semiconductor two-dimensional honeycomb lattice,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, p. 132113, 2010.
- [90] A. Singha, M. Gibertini, B. Karmakar, S. Yuan, M. Polini, G. Vignale, M. I. Katsnelson, A. Pinczuk, L. N. Pfeiffer, K. W. West et V. Pellegrini, *Science* 332, p1176 (2011).
- [91] S. Wang, D. Scarabell, Y. Y. Kuznetsova, S. J. Wind, A. Pinczuk, V. Pellegrini, M. J. Manfra, G. C. Gardner, L. N. Pfeiffer et a. K. W. West.*Appl. Phys. Lett.* 109, 113101 (2016).

Sélection d'articles

High mobility metamorphic AlSb/InAs heterostructures grown on InP substrates

L. Desplanque*, D. Vignaud, X. Wallart

Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie, Avenue Poincaré BP 60069, 59652 Villeneuve-d'Ascq, France

Available online 23 January 2007

Abstract

AlSb/InAs heterostructures show promising characteristics for the realisation of very high electron mobility devices. This report focuses on the metamorphic growth of these structures on InP substrate with GaSb and AlSb buffers. We observe poorer low-temperature electron mobility and room temperature (RT) densities using an AlSb buffer. The photoluminescence (PL) of a GaSb quantum well (QW) grown on the two kinds of buffers suggests that this difference does not result from a larger density of dislocations with an AlSb buffer. The hypothesis of a strain relaxation in the InAs channel on AlSb is also denied since a heterostructure with a thinner InAs QW does not show a higher electron mobility. This leads us to discuss the influence of the roughness of the buffer layer on the temperature mobility and the density of the two-dimensional electron gas.

© 2007 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 81.15Hi; 81.05.Ea; 78.55.-m; 85.30.Tv

Keywords: A3. Molecular beam epitaxy; B1. Antimonides; B2. Semiconducting III–V materials; B3. High electron mobility transistors

1. Introduction

High electron mobility heterostructures for high-speed electronic devices have experienced a constant development towards III–V semiconductors with low bandgap energy. This evolution results from the choice of semiconductors with high electron mobility combined with the difficulty to grow, control and use these materials to realise high electron mobility devices. In this context, AlGaAs/GaAs, AlInAs/InGaAs and AlSb/InAs systems were successively studied.

The first attempts to use the AlSb/InAs junction in high electron mobility heterostructures were achieved at the University of California [1]. This system is very rich in terms of bandgap discontinuities and intrinsic room temperature (RT) mobility of electrons but suffers from a large number of growth difficulties to overcome.

The first is the lack of semi-insulating (SI) substrate lattice matched to these “6.1 Å” materials. Indeed, GaSb substrates present a p-type residual doping preventing them to be used for high-speed devices. A metamorphic approach is needed. In this context, a large number of research groups have used SI GaAs substrates, which suffer a lattice mismatch larger than 7% with InAs and the antimonide family [2]. This mismatch is generally accommodated along a rather thick (typically 1–2 μm) buffer layer. Blank et al. [3] studied the influence of this buffer (GaSb or AlSb) on the transport properties in AlSb/InAs quantum wells (QW). They have concluded that a smoother roughness is achieved using a GaSb buffer. The roughness obtained with AlSb buffers is generated during the AlSb nucleation layer and leads to a low-temperature (12 K) mobility three to seven times lower than the one achieved with GaSb. With the latter, a 12 K mobility of $944,000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ is reached. Unfortunately, the GaSb buffer resistivity is too low which implies that the use of AlSb is critical for the realisation of electronic devices.

The second difficulty comes from the control of the interfaces in which both different anions and cations are

*Corresponding author. Fax: +33 3 20 19 78 92.

E-mail address: [\(L. Desplanque\).](mailto:ludovic.desplanque@iemn.univ-lille1.fr)

involved. Tuttle et al. [4] shown that the formation of an AlAs interface between AlSb and InAs induces a high concentration of As on Al antisite defects. Moreover, this type of interface causes some strain relaxation that degrades the subsequent InAs channel growth. With an InSb-like interface, a compensation of the strain occurs which leads to a streaky reflection high-energy electron diffraction (RHEED) pattern during the channel growth.

The last problem concerns the doping of AlSb/InAs heterostructures. The conventional technique of a Si plane in the barrier does not work because Si is amphoteric in III-V compounds and acts as a p-type dopant in antimonide-based materials [5]. An alternative solution consists in using Te as n-type dopant in the AlSb barrier [3]. Unfortunately, Te presents a high vapour pressure resulting in memory effects in the molecular beam epitaxy (MBE) chamber. The insertion of a Si plane between a few monolayers of InAs in the AlSb barrier has therefore been demonstrated as an efficient way of doping AlSb/InAs heterostructures [6].

All these advances have led to AlSb/InAs heterostructures reaching a RT electron mobility of $33,000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ with a sheet density close to $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [7]. Nevertheless, in a recent review [2], Bennett et al. have pointed out that a sheet resistance lower than 200Ω per \square with a RT mobility of $30,000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ is still difficult to achieve using a semi-insulating buffer.

In this paper, we use SI InP (0 0 1) substrates that exhibit a lattice mismatch with InAs half smaller than GaAs substrates. We report the strong influence of the buffer layer (GaSb or AlSb) on the electron density and mobility of the AlSb/InAs two-dimensional electron gas (2 DEG). Van der Pauw measurements allow an evaluation of the transport properties of the heterostructures and photoluminescence (PL) results on a GaSb QW grown on the two kinds of buffer are reported to compare the quality of the layers in terms of dislocation density.

2. MBE growth

All samples were grown in a RIBER Compact 21 MBE reactor equipped with elemental solid sources for group III and V materials. Two valved cracker cells were used to produce respectively, Sb₂ and As₄ molecules. Growth rates of group III elements have been calibrated using RHEED intensity oscillations on GaAs, GaSb or InAs substrates. Group V element limited oscillations have allowed an evaluation of the group V element fluxes. For all samples, a V/III ratio between 2 and 3 was used. The substrate temperature during the growth was measured by means of a pyrometer calibrated with the fusion point of InSb. Two kinds of structures were studied: AlSb/InAs heterostructures and AlGaSb/GaSb QWs.

The structure of the first set of samples is displayed in Fig. 1. The substrate passivating oxide layer was removed by heating the substrate under an As flux. After a 100 nm

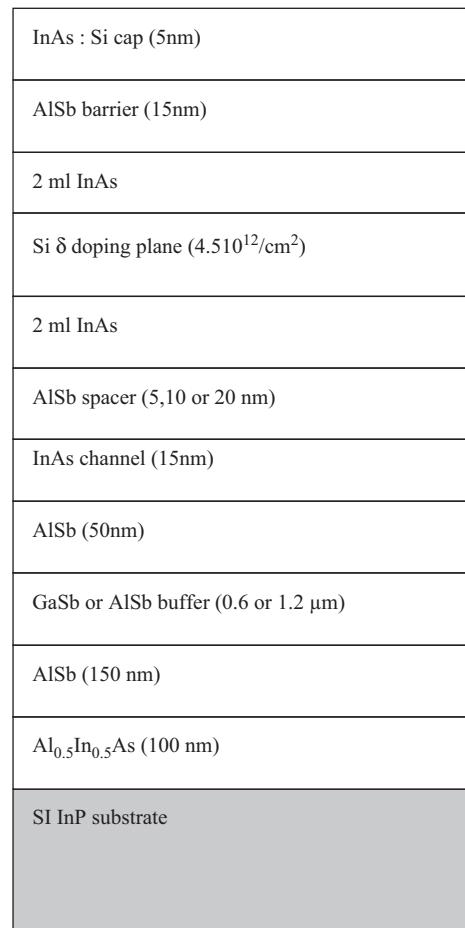


Fig. 1. Schematic of the AlSb/InAs high electron mobility heterostructures.

lattice matched AlInAs buffer, an AlSb nucleation layer of 150 nm has been grown. The next part of the buffer was either GaSb (thickness of 1.2 or 0.6 μm) or AlSb (thickness of 0.6 μm).

GaSb buffers were grown at a constant temperature of 500 °C with a growth rate of about $1 \mu\text{m h}^{-1}$. For AlSb buffers, the growth rate was $0.7 \mu\text{m/h}$ and the temperature was gradually raised to about 570 °C during the first 200 nm, kept constant and finally decreased to 470 °C just before the last 10 nm preceding the InAs channel.

An InSb-like interface between AlSb and InAs was achieved by exposing the AlSb layer to an In flux without group-V elements for the deposition of 1 ML of In just before opening the As cell. A growth rate of 0.5 ML s^{-1} was used for the InAs channel. Modulation n-type doping was realised using a remote, thin InAs QW (4 ML thick) in which is inserted a $4.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ Si-doping plane. This QW is separated from the channel by AlSb spacers of different thicknesses (5, 10 or 20 nm). In order to avoid Si segregation in AlSb [6], the substrate temperature was further decreased down to 420 °C during the Si plane and the two subsequent InAs monolayers. The structure was finally capped with 5 nm of $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Si-doped bulk InAs.

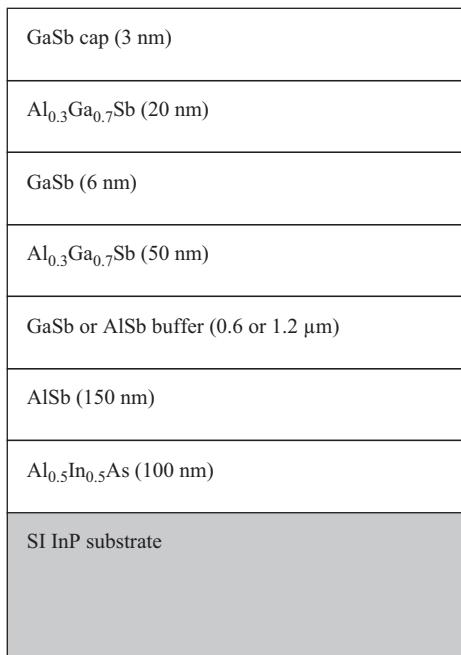


Fig. 2. Structure of the AlGaSb/GaSb quantum wells for PL study.

The AlGaSb/GaSb QWs were grown on GaSb or AlSb buffer layers on InP substrates following the same conditions as above. The structure of these samples is depicted in Fig. 2. A 6 nm GaSb QW is inserted between two Al_{0.3}Ga_{0.7}Sb barriers of 50 nm (bottom) and 20 nm (top) thickness. The whole structure was grown at 500 °C. The growth is interrupted for 3 s under Sb₂ after the 50 nm AlSb barrier to smooth the bottom interface of the QW. A 3 nm cap of GaSb prevents AlSb from oxidation.

RT and 77 K transport properties of AlSb/InAs heterostructures were studied by means of Hall effect measurements. The AlGaSb/GaSb QWs were characterised by 10 K PL.

3. Results and discussion

Fig. 3 and Table 1 summarise the Hall measurements obtained on the AlSb/InAs heterostructures for the different buffers. The highest electron mobility is achieved for a thick (1.2 μm) GaSb buffer (sample GaSb1200-20) for which the RT mobility reaches 34,300 cm²V⁻¹s⁻¹ and the 77 K mobility 22,3000 cm²V⁻¹s⁻¹. These values are, however, comparable with the mobility obtained for the sample GaSb600-20 for which the buffer layer was reduced by half. For these two samples, the electron sheet density is about 1.5 × 10¹² cm⁻² leading to a RT sheet resistance of 125 Ω per □. This result indicates that a GaSb buffer thickness of 600 nm is sufficient to reduce significantly the influence of the mismatch and of the resulting dislocations on the mobility and density of the 2 DEG. To our knowledge, these electron mobilities are among the highest reported for a similar sheet density and such a thin buffer.

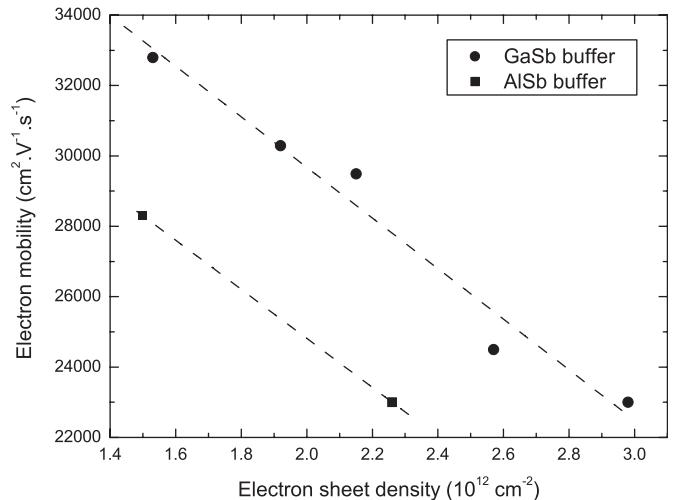


Fig. 3. Room temperature electron mobility versus electron sheet density in AlSb/InAs heterostructures for the two kinds of buffer (GaSb or AlSb) and different spacer thicknesses. Dash lines are just used as guide.

Results of Fig. 3 and Table 1 were obtained while varying the AlSb spacer thickness. The comparison of GaSb and AlSb-based samples leads to two observations. First, whatever the buffer nature, an increase of the electron sheet density is always accompanied by a reduction of the electron mobility. Second, whereas RT mobility is not much affected by the kind of buffer, we observe a strong influence on low-temperature mobility and RT electron sheet densities. For samples exhibiting similar RT electron mobility, the use of an AlSb buffer leads to a deficit of about 0.7 × 10¹² cm⁻² in electron sheet density.

The PL of a GaSb QW grown on GaSb or AlSb buffers was studied to compare the two buffers in terms of dislocation density (see Fig. 4). The two spectra exhibit similar integrated intensities proving a comparable quality for the two QWs. The GaSb-based QW presents a full-width at half-maximum (FWHM) of 10 meV against 13 meV for the AlSb-based QW. These values are comparable with the one obtained on a reference sample grown on a lattice matched GaSb substrate (9 meV). A 46 meV shift of the PL peak towards high energies is observed for the AlSb-based sample. This shift comes from the 0.65% extensive strain of the GaSb QW on the AlSb buffer. These results show that the reduction of the electron densities and low-temperature mobilities in AlSb/InAs 2 DEG is not due to a poorer crystal quality of the structure grown on an AlSb buffer.

The degraded transport properties observed with an AlSb buffer could be explained by the larger extensive strain of the InAs channel on AlSb than on GaSb (1.27% against 0.62% of mismatch). Indeed, a strain relaxation during the 15 nm channel would be harmful to the electron mobility. To investigate this hypothesis, an AlSb/InAs heterostructure was grown on an AlSb buffer in the same conditions as before but with a reduction of the channel

Table 1

Sample identifiers, type and thickness of the associated buffer and spacer layers and Hall measurement results of the AlSb/InAs heterostructures

Sample	Buffer type (nm)	Spacer thickness (nm)	300 K electron mobility ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	300 K electron sheet density (cm^{-2})	77 K electron mobility ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	77 K electron sheet density (cm^{-2})
GaSb1200-20	GaSb 1200	20	34300	1.45×10^{12}	223000	1.15×10^{12}
GaSb600-20	GaSb 600	20	32900	1.5×10^{12}	197000	1.26×10^{12}
GaSb600-10	GaSb 600	10	29500	2.15×10^{12}	157000	1.92×10^{12}
AlSb600-10	AlSb 600	10	28300	1.5×10^{12}	94600	1.38×10^{12}
GaSb600-5	GaSb 600	5	23000	2.98×10^{12}	72300	2.76×10^{12}
AlSb600-5	AlSb 600	5	23000	2.26×10^{12}	65900	2.06×10^{12}

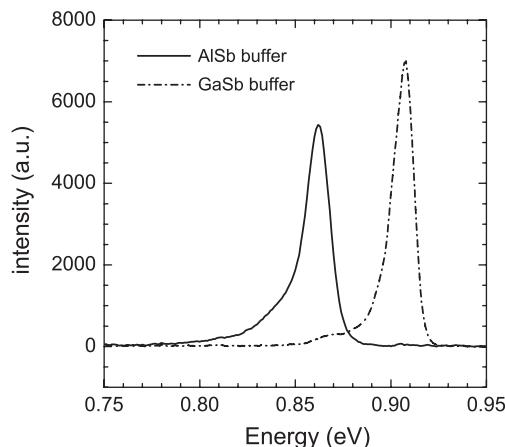


Fig. 4. Ten Kelvin PL spectra of the 6 nm GaSb quantum wells on AlSb and GaSb buffers.

thickness to 10 nm. For this sample, the AlSb spacer was 10 nm. Hall measurements reveal a drastic reduction in RT mobility ($19,800 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ against $28,300 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ for the 15 nm channel) with an electron sheet density of $1.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ which shows that there is no significant strain relaxation of the thicker InAs channel. So, the strain is not responsible of the reduced density and low-temperature electron mobility in our AlSb/InAs heterostructures.

Bolognesi et al. [8] demonstrated that interface roughness is a key parameter limiting the low-temperature mobility of electrons in AlSb/InAs 2 DEG. Kroemer's group has also shown that the roughness is different using an AlSb or a GaSb buffer grown on a GaAs substrate [3]. The roughness generated during the AlSb nucleation layer is smoothed by the growth of a GaSb layer although it is preserved by an AlSb growth. In these experiments, only the low-temperature electron mobility was reduced whereas the electron sheet density was not affected. Sasa et al. [9] have shown that the 2 DEG is located at the InAs channel interface near the Si-delta-doping plane (in our case the upper interface). In this context, the influence of roughness should be minimized by the channel growth but Thomas et al. [10] have shown that an important roughness (trenches about 4 nm deep with a characteristic

lateral scale of $40 \times 150 \text{ nm}$) is still present using an AlSb buffer even after 15 nm of InAs. So, the large scattering potential at the AlSb/InAs upper interface can explain the poorer low-temperature mobility of our AlSb-based samples. To understand the possible role of roughness on the RT electron sheet density, an important difference between the reported study and our work must be pointed out. Blank et al. have used Te delta doping in the AlSb barrier whereas we have inserted a Si-doping plane between 4 ML of InAs. A roughness inducing height fluctuations between 2 and 8 nm was reported in Ref. [3]. Such a roughness would be much thicker than our InAs doping QW. If we assume that the surface diffusion of In is sufficient, the growth of InAs could occur preferentially in holes or mounds. A thickness of 2 ML of InAs would then be insufficient to cover the whole AlSb spacer surface. Doping AlSb with Si would then lead to p-type dopants making the electron density in the channel fall drastically. This hypothesis corroborates the results reported by Bennett et al. [6] where Si doping in the remote InAs donor layer was efficient only above a thickness of 6 ML of InAs. In this study, Si segregation was proposed to explain the results [6]. In fact, the segregation alone cannot account for our results since the same growth conditions were used whatever the buffer: the influence of the roughness must be considered.

4. Conclusion

We reported Hall measurements on AlSb/InAs high electron mobility heterostructures grown on InP substrates. The influence of the metamorphic GaSb or AlSb buffer was studied by comparing Van der Pauw results and PL spectra. Lower RT electron sheet density and 77 K electron mobility in AlSb/InAs 2 DEG were obtained with an AlSb buffer whereas 300 K mobility and PL are almost not affected. The influence of the higher AlSb buffer roughness is proposed to explain these results. A thicker InAs donor layer might solve the problem of doping. Under this condition, AlSb/InAs heterostructures with a RT of $30,000 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ and a sheet resistance of 100Ω per \square could then probably be achieved with an AlSb insulating buffer.

Acknowledgements

We would like to thank J.L. Codron for his help in preparation and growth of the samples, and F. Mollot for critical discussions. This work has been achieved with the financial support of the European Union, the French Government and the Regional Council.

References

- [1] G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English, *J. Appl. Phys.* 65 (1989) 5239.
- [2] B.R. Bennett, R. Magno, J. Brad Boos, W. Kruppa, M.G. Ancona, *Solid-State Electron.* 49 (2005) 1875.
- [3] H.-R. Blank, M. Thomas, K.C. Wong, H. Kroemer, *Appl. Phys. Lett.* 69 (1996) 2080.
- [4] G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English, *J. Appl. Phys.* 67 (1990) 3032.
- [5] R. Venkatasubramanian, D.L. Dorsey, K. Mahalingam, *J. Crystal Growth* 175/176 (1997) 224.
- [6] B.R. Bennett, M.J. Yang, B.V. Shanabrook, J.B. Boos, D. Park, *Appl. Phys. Lett.* 72 (1998) 1193.
- [7] H. Kroemer, *Physica E* 20 (2004) 196.
- [8] C.R. Bolognesi, H. Kroemer, J.H. English, *Appl. Phys. Lett.* 61 (1992) 213.
- [9] S. Sasa, Y. Yamamoto, S. Izumiya, M. Yano, Y. Iwai, M. Inoue, *Jpn. J. Appl. Phys.* 36 (1997) 1869.
- [10] M. Thomas, H.-R. Blank, K.C. Wong, H. Kroemer, *J. Crystal Growth* 175/176 (1997) 894.

Electronic properties of the high electron mobility Al_{0.56}In_{0.44}Sb/Ga_{0.5}In_{0.5}Sb heterostructure

L. Desplanque,^{1,a)} D. Vignaud,¹ S. Godey,¹ E. Cadio,¹ S. Plissard,¹ X. Wallart,¹ P. Liu,² and H. Sellier²

¹Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie, UMR CNRS 8520, Université des Sciences et Technologies de Lille, Avenue Poincaré, P.O. Box 60069, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

²Institut Néel, CNRS and Univ. Joseph Fourier, BP 166, 25 av. des Martyrs, F-38042 Grenoble Cedex 9, France

(Received 22 April 2010; accepted 8 July 2010; published online 17 August 2010)

Electronic properties of the Al_{0.56}In_{0.44}Sb/Ga_{0.5}In_{0.5}Sb heterostructure grown by molecular beam epitaxy are investigated. We measure by means of x-ray photoemission spectroscopy, photoluminescence, and Hall effect measurements the key parameters involved in the achievement of a high speed and very low power consumption field effect transistor: conduction and valence band offsets, energy gaps of channel and barrier materials, electron effective mass, and density of states in the channel. We observe the influence of the quantum well thickness on the electron Hall mobility and sheet carrier density. A type I heterostructure exhibiting a room temperature electron mobility of 25 000 cm² V⁻¹ s⁻¹ with a sheet carrier density of 1.5 × 10¹² cm⁻² is demonstrated for the widest channel. We show that the thickness of the channel influences both Hall density and mobility through a multisubband occupancy. We discuss about the scattering mechanisms limiting the mobility in the second subband. © 2010 American Institute of Physics. [doi:10.1063/1.3475709]

I. INTRODUCTION

High speed electronic devices for analog applications require large electron mobility materials to work at very low supply voltages.¹ The low electron effective mass needed to reach these low power consumption applications can be obtained using narrow band gap III–V materials. For instance, the theoretical room temperature mobility in InAs or InSb reaches 35 000 cm² V⁻¹ s⁻¹ or 78 000 cm² V⁻¹ s⁻¹, respectively. These values have been experimentally approached using molecular beam epitaxy (MBE).^{2–4} However, the unique transport properties of these semiconductors are not sufficient to achieve high speed electronic devices and particularly field effect transistors (FETs). Ideally, a large band gap lattice-matched material should be combined to build a type I heterostructure with a large conduction band offset. These properties are necessary to obtain mesa isolation, a good Schottky gate contact and a high electron mobility with a large sheet carrier density. The type I configuration is essential to avoid hole current leakage from the channel to the gate or an accumulation of holes, generated by impact ionization, in the buffer. In this context, even though InAs and InSb exhibit the best channel conductivity for high speed and low power field effect devices, the combined barrier materials do not show the characteristics mentioned above to benefit from this outstanding transport properties.

For InAs, the natural barrier material is AlSb. Excellent electron transport properties have been demonstrated by Kroemer² with the heterostructure. But the achievement of high electron mobility transistors (HEMTs) is strongly limited by its type II configuration, for which there is no con-

finement of holes in the channel. Another limitation comes from the ~1% mismatch between the two materials which prevents from growing a channel thicker than 15 nm without dislocations.

For InSb, the only possible heterostructure is obtained with an AlInSb barrier. However, due to the intrinsic strained nature of this combination, a drastic trade-off between Al content in the barrier and the InSb channel thickness is imposed, limiting the conduction band offset. This leads to a rapid decrease in the electron mobility while increasing the sheet carrier density. The other negative points concern the poor insulating property of AlInSb with a lower than 30% aluminum content and the difficulty to obtain a good Schottky contact on such a low band gap material. However, AlInSb/InSb HEMTs have been demonstrated by Ashley *et al.*⁵ with a record f_T frequency of 305 GHz.

We have proved recently that a high electron mobility heterostructure can be achieved using the Al_{0.56}In_{0.44}Sb/Ga_{0.5}In_{0.5}Sb system.⁶ An electron mobility of 18 000 cm² V⁻¹ s⁻¹ with a sheet carrier density of 2.2 × 10¹² cm⁻² has been reported for a Te-doped structure. However, even though some models can predict the band parameters of such structures, particularly the type I configuration, no experimental data exist to validate the calculated band offsets, material band gaps or mobility and density of states (DOS) in Ga_{0.5}In_{0.5}Sb. These properties are key parameters for a high speed low power FET. Another interest of this heterostructure is its potential application in the achievement of low power complementary digital circuit.⁷

In this article, we report on the measurement of the valence band offset between Al_{0.56}In_{0.44}Sb and Ga_{0.5}In_{0.5}Sb by x-ray photoelectron spectroscopy (XPS). We obtain from photoluminescence (PL) the band gap energies of AlInSb and

^{a)}Electronic mail: ludovic.desplanque@iemn.univ-lille1.fr.

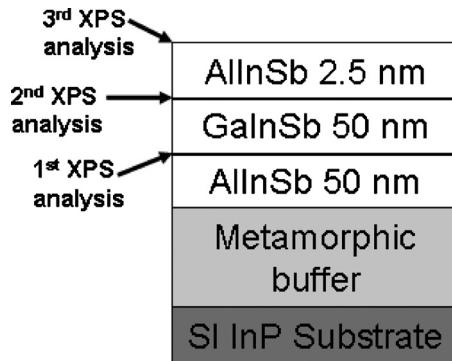


FIG. 1. Schematic cross section of sample A.

GaInSb and deduce the conduction band offset. The electron effective mass is adjusted after PL measurements on thickness-dependent GaInSb quantum wells (QWs). Finally, we report on Te δ -doped heterostructures and discuss about the influence of the QW thickness on the electron mobility and sheet carrier density.

II. EXPERIMENTAL DETAILS

The heterostructures were grown by MBE in a 3 in. RIBER Compact21TM reactor. Standard effusion cells were used to evaporate the group III elements. GaTe was used as n-type dopant source using the same cell temperature for all the n-doped layers. A valved cracker cell was used to produce Sb₂. The fluxes were calibrated using reflexion high energy electron diffraction specular beam intensity oscillations on GaAs, GaSb, and InAs substrates. For all the following samples, a V/III ratio between 2 and 3 was used and the growth rate was about 0.7 monolayers(ML) s⁻¹. The growth was initiated from an InP (001) semi-insulating substrate. The same metamorphic buffer was adopted for all the structures:⁶ after the oxide desorption at 550 °C under As pressure, a 100 nm AlInAs layer lattice-matched on InP was grown to smooth the surface; a 400 nm layer of AlSb was then used to accommodate half of the 7.15% lattice mismatch between InP and Al_{0.56}In_{0.44}Sb; a 1.2 μ m linear graded Al_{1-x}In_xSb buffer with x varying from 10% to 50% was then added before a 10 nm Al_{1-x}In_xSb inverse step to $x=44\%$ for optimizing the strain relaxation, finally a 300 nm plateau of Al_{0.56}In_{0.44}Sb was grown to reduce the density of threading dislocations. At the end of the buffer, the temperature was set to 450 °C for the growth of the active part. We kept a constant In flux to avoid any growth interruption at the interfaces between AlInSb and GaInSb.

Various samples were grown for this study. Sample A is used to determine the valence band offset between Al_{0.56}In_{0.44}Sb and Ga_{0.5}In_{0.5}Sb using XPS, according to a commonly used procedure.⁸ It consists of a three-step growth (Fig. 1). After the metamorphic buffer and the final Al_{0.56}In_{0.44}Sb plateau, the growth is interrupted; the substrate is cooled down and transferred under ultrahigh vacuum (1×10^{-10} Torr) into the XPS chamber. We use a monochromatic Al $K\alpha$ x-ray source for which the ultimate overall resolution as measured from the full width at half maximum of the Ag 3d_{5/2} line is 0.5 eV. According to Fig. 2, we then

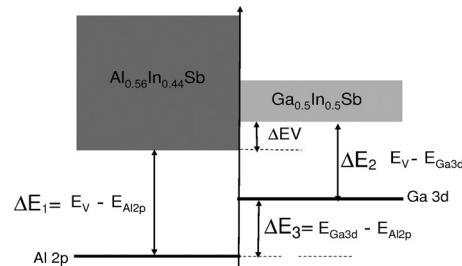


FIG. 2. Schematics of the XPS measurements realized on sample A to extract the valence band offset between AlInSb and GaInSb.

measure $\Delta E_1 = E_V(\text{Al}_{0.56}\text{In}_{0.44}\text{Sb}) - E_{\text{Al} 2p}(\text{Al}_{0.56}\text{In}_{0.44}\text{Sb})$. On the same sample, a subsequent growth of 50 nm Ga_{0.5}In_{0.5}Sb is performed and the same method applied to get $\Delta E_2 = E_V(\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Sb}) - E_{\text{Ga} 3d}(\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Sb})$. Since the electron escape depth is around 3 nm for the considered electron kinetic energies, a 50 nm thickness is sufficient to probe only the Ga_{0.5}In_{0.5}Sb layer without any influence of the underlying Al_{0.56}In_{0.44}Sb buffer. Finally, a 2.5-nm-thick Al_{0.56}In_{0.44}Sb layer is grown on top of the 50 nm GaInSb one, on which we extract $\Delta E_3 = E_{\text{Ga} 3d} - E_{\text{Al} 2p}$. In this case, the 2.5 nm thickness is chosen to be sensitive to both the surface Al_{0.56}In_{0.44}Sb and the underlying Ga_{0.5}In_{0.5}Sb layers. According to Fig. 2, the valence band offset ΔE_V is then obtained by: $\Delta E_V = \Delta E_3 + \Delta E_2 - \Delta E_1$.

Samples B and C are two stacks of undoped AlInSb/GaInSb/AlInSb QWs of different thickness. The sample B is depicted on Fig. 3. It consists of two GaInSb QW (50 nm and 9 nm, respectively) separated by a 200 nm AlInSb barrier. The top barrier is 100 nm thick and the structure is capped with a 5 nm GaInSb layer. The stack of sample C is displayed on Fig. 4. It is composed of three GaInSb QW with a thickness of 12 nm, 6 nm, and 4 nm, respectively (from the bottom to the top). The QW are separated with 200-nm-thick AlInSb barriers. The same barrier separates the top QW from a 4 nm GaInSb cap layer. Samples D, E, and F consist of tellurium δ -doped heterostructures with different GaInSb channel thicknesses (10 nm, 15 nm, and 25 nm, respectively). After the channel growth, these samples consist of a

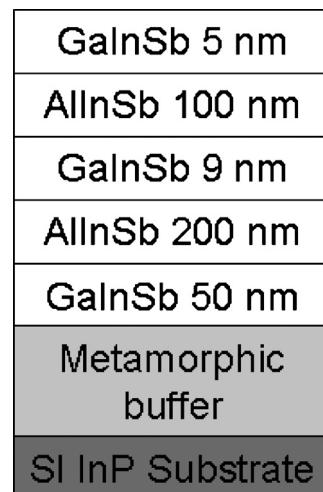


FIG. 3. Schematic cross section of sample B.

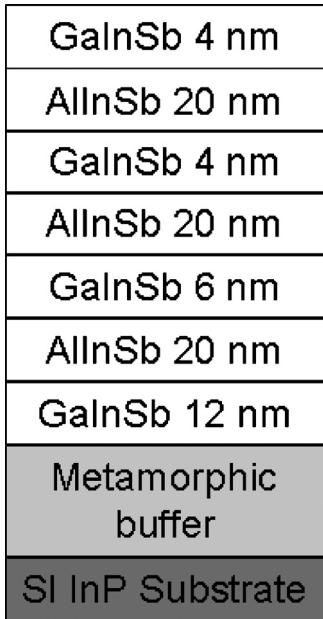


FIG. 4. Schematic cross section of sample C.

5 nm AlInSb spacer, a Te δ -doping plane inserted between 4 ML of AlSb, a 10 nm AlInSb barrier, and a Te-doped GaInSb cap layer (Fig. 5).

All the samples (except for A) were characterized by 10 K PL using an InSb detector cooled at 77 K. For samples D, E, and F, we also performed Hall Effect measurements using the van der Pauw configuration with ohmic contacts obtained by alloying indium through the top barrier at 200 °C for 10 min. Eventually, magnetotransport measurements were carried out at 4 K on sample F to evaluate the multisubband occupancy for electrons in the channel.

III. RESULTS

The values of discontinuities denoted as ΔE_1 , ΔE_2 , and ΔE_3 on Fig. 2 are deduced from the XPS spectra analyses. We obtain, respectively, 73.25 ± 0.02 eV, 18.94 ± 0.02 eV,

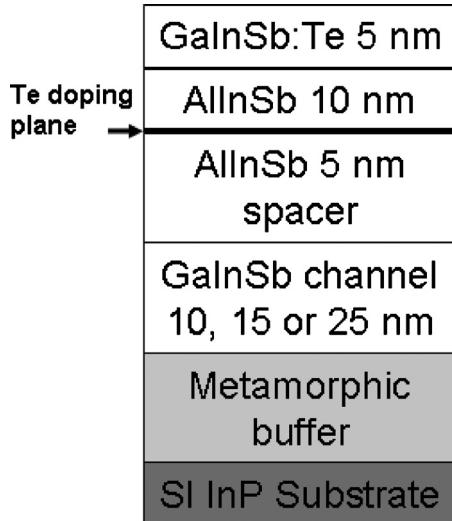


FIG. 5. Schematic cross sections of samples D, E, and F with channel thicknesses of 10 nm, 15 nm, and 25 nm, respectively.

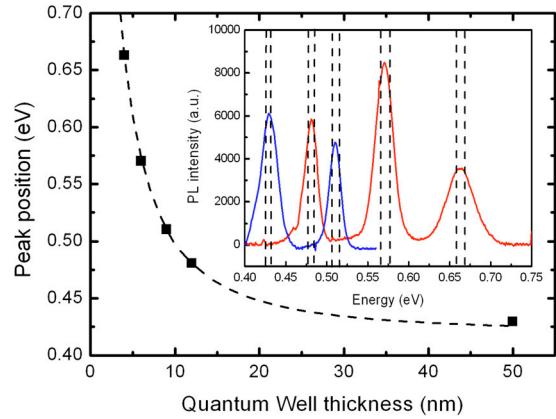


FIG. 6. (Color online) Position of PL peaks vs AlInSb/GaInSb QW thickness extracted from the PL spectra displayed on the inset and measured on sample B (first and third peaks from the left) and C (second, fourth, and fifth peaks from the left). The theoretical value of the $E_1 - HH_1$ transition calculated using an electron effective mass of $0.023 m_0$ is superimposed. The vertical dashed lines in the inset correspond to the theoretical position of the different peaks using an electron effective mass either of $0.019 m_0$ (line on the right of the peaks) or $0.0265 m_0$ (line on the left of the peaks).

and 54.52 ± 0.02 eV. Thus, the valence band offset between the two materials is determined as 0.21 ± 0.05 eV at room temperature. Since the bandgaps of $Al_{0.56}In_{0.44}Sb$ and $Ga_{0.5}In_{0.5}Sb$ are expected to show a similar temperature dependency (about +70 meV from 300 to 10 K according to Vurgaftman *et al.*¹¹), this valence band offset can be considered as still valid at 10 K.

PL spectra measured at 10 K on samples B and C are displayed in the inset of Fig. 6. For each sample, we can identify the QW thickness-dependent peak corresponding to the main optical transition (labeled $E_1 - HH_1$). Another part of the spectra, not shown on the inset of Fig. 6, reveals a peak at 1.29 eV, attributed to electron–hole recombinations revealing the bandgap of the AlInSb barrier. The band gap energy of $Ga_{0.5}In_{0.5}Sb$ (0.43 eV) is directly deduced from the PL measurement in the thickest QW (50 nm), for which confinement effects on electrons and holes can be neglected. The measurement of $Al_{0.56}In_{0.44}Sb$ and $Ga_{0.5}In_{0.5}Sb$ band gaps, associated with the evaluation of the ΔE_V value obtained by the XPS analysis, leads to a full determination of the band parameters for the $Al_{0.56}In_{0.44}Sb/Ga_{0.5}In_{0.5}Sb$ heterostructure. The type I configuration of the structure is confirmed and a conduction band offset of $0.65 \text{ eV} \pm 0.05 \text{ eV}$ between the two materials is deduced.

Assuming such band parameters, we used a model based on the Schrödinger equation solution to check the effective mass value of electrons in $Ga_{0.5}In_{0.5}Sb$. For $m_e^* = 0.023 \pm 0.004 m_0$, which is almost the same electron effective mass as in InAs, we observe a very good agreement between the position of the PL peaks and the calculated curve (Fig. 6). As an estimation of the uncertainty of this effective mass deduction, we added on the inset of Fig. 6 vertical dashed lines corresponding to the peak position calculation using an electron effective of 0.019 or $0.0265 m_0$.

The result of van der Pauw measurements obtained at 300 and 77 K on the samples D, E, and F are plotted in Fig. 7. The measured electron sheet density is almost constant for

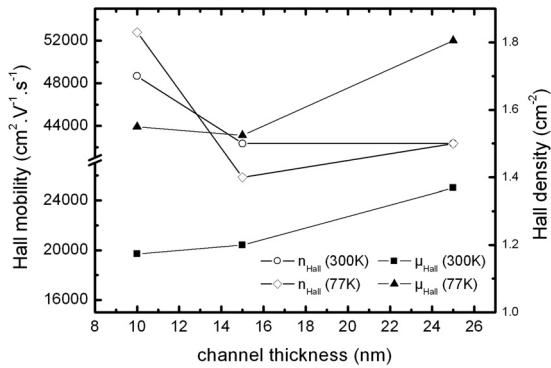


FIG. 7. Hall mobilities and sheet electron densities vs channel thickness deduced from van der Pauw measurements on sample D (10 nm), sample E (15 nm), and sample F (25 nm).

the samples with 15 or 25 nm channel (about $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) whereas a slightly larger value is obtained for the 10 nm channel sample (about $1.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). We observe an increase in the Hall mobility for the widest channel with a maximum room temperature value of $25\,000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

The occupancy of confined electronic levels in the conduction band of a δ -doped GaInSb QW was investigated by PL experiments. The injection of photogenerated holes in the QW induces radiative recombinations with electrons of the Fermi sea revealing the singularities of the conduction band and particularly the ground energies of the populated subbands.^{9,10}

The spectra measured on samples D, E and F are displayed in Fig. 8. Unfortunately, the energy region of interest is partly hidden or deformed by carbon dioxide absorption (between 0.43 and 0.49 eV), resulting in some parasitic peaks in this range (mainly at 0.459 and 0.469 eV). A 488 nm photon flux of about $6 \times 10^{21} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ has been used.

For the thinnest QW heterostructure [see Fig. 8(a)], one peak is observed with an extending tail toward high energies. This peak is attributed to the E_1 – HH_1 transition. The high energy tail extending up to 0.65 eV is due to the recombinations of hot electrons up to the Fermi level with heavy holes from the ground valence band level. This result is consistent with the electron DOS of about $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$, deduced from the electron effective mass of $0.023 m_0$ using the formula $\text{DOS} = m^*/(\pi\hbar^2)$ (where \hbar is the reduced Planck's constant). Indeed, this value of DOS would induce a spreading of electrons on the range of 180 meV for the $1.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ electron density measured by Hall effect.

For the 15 nm QW heterostructure [see Fig. 8(b)], the shape of the PL spectra is quite different. Indeed, it exhibits multiple maxima with a dominant peak at high energy (about 0.54 eV). This peak is attributed to the E_2 – HH_1 transition. The lower confinement of electrons in this wider well induces a decrease in the second conduction subband ground energy below the Fermi level.

For the 25 nm QW heterostructure [see Fig. 8(c)], PL is observed from about 0.44 to 0.52 eV. In the latter, the low confinement of electrons leads to very close E_1 – HH_1 and E_2 – HH_1 transitions. In addition to the perturbation induced

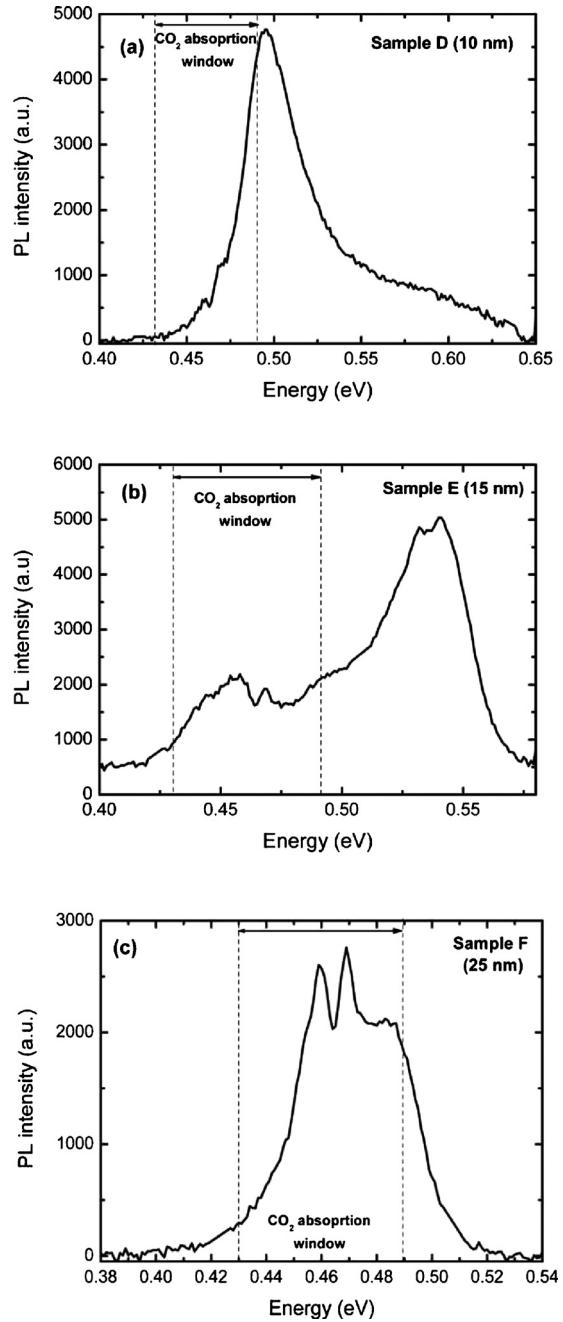


FIG. 8. 10 K PL measurements on the δ -doped heterostructures D (a), E (b), and F (c) for an optical excitation power of $25 \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$ (the CO₂ absorption window is delimited by the two vertical dashed lines).

by CO₂ absorption in this range of energy, this causes some difficulties to clearly distinguish two separate peaks in the PL spectrum but two conduction subbands are probably occupied.

To evaluate the occupancy rate of the second electron subband in this sample, we have performed magnetotransport measurements at 4 K. The measured in-plane resistivities are displayed in Fig. 9. From these results, we perform an analysis assuming that the two-dimensional resistivity coefficients (assuming no Landau level formation) are given by:¹³

$$\rho_{xx} = (D_1 + D_2)/[(D_1 + D_2)^2 + (A_1 + A_2)^2], \quad (1)$$

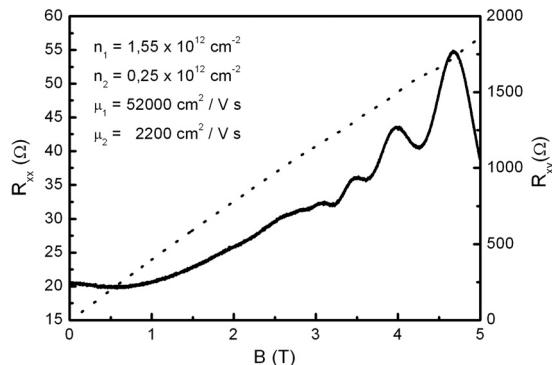


FIG. 9. Magnetotransport measurement at 4 K on sample F: solid line is the R_{xx} resistivity and dashed line is the R_{xy} resistivity.

$$\rho_{xy} = (A_1 + A_2)/[(D_1 + D_2)^2 + (A_1 + A_2)^2], \quad (2)$$

where D_i and A_i ($i=1$ or 2) are two sets of parameters for the two subbands given by:

$$D_i = en_i\mu_i/[1 + (\mu_i B)^2], \quad (3)$$

$$A_i = en_i\mu_i^2 B/[1 + (\mu_i B)^2], \quad (4)$$

where e is the electron charge, n_i and μ_i the electron sheet density and mobility on the first subband and B the applied magnetic field.

This model predicts an increase in ρ_{xx} and a decrease in the ρ_{xy} slope versus field, as compared with the single subband model. It is indeed the case (see Fig. 9). The experimental results are fitted by adjusting D_i and A_i parameters, their respective values being summarized in Fig. 9.

IV. DISCUSSION

Two scattering mechanisms can contribute to the increasing Hall mobility with the channel thickness observed at 300 and 77 K. For such a thin spacer heterostructure (5 nm), scattering by remote donor impurities is important. As the channel thickness increases, the maximum of the wave function of electrons is displaced away from the upper interface of the QW, reducing the interactions of electrons with remote donor impurities. As demonstrated by Bolognesi *et al.*,¹² interface roughness scattering can also be significant at room temperature for thin QW on a metamorphic buffer. We measured by atomic force microscopy a root mean square roughness of about 5 nm on a $25 \mu\text{m}^2$ image [the surface exhibits height fluctuations of about 8 nm on a lateral scale of about 500 nm (Ref. 6)].

Considering the results of the magnetotransport measurements on sample F, the first observation is that the sum of the two subband densities is almost the same as the Hall density measured on sample D where only one subband is occupied (about $1.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). It is consistent with the same amount of Te incorporated in the doping plane. This result indicates that the Hall density measured on wide channel heterostructure underestimates the total sheet carrier density in the QW (the same value of about $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ was obtained at 77 and 10 K). This underestimation is due to the outstanding low mobility of electrons in the second subband as revealed by the magnetotransport measurements analysis

(about twenty times lower). Indeed, in a two level system, the relationship between Hall density and sheet carrier densities and mobilities in the two subbands that can be deduced from the expression of the ρ_{xy} coefficient at low magnetic field is given by:

$$n_H = [(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)^2]/(n_1\mu_1^2 + n_2\mu_2^2), \quad (5)$$

where n_H is the Hall electron density and n_i and μ_i are, respectively, the density and mobility of electrons occupying the i th subband. When the mobility and density of carriers in the second subband are low, they do not significantly change the conductivity of the channel and the measured Hall value correspond to the sheet density in the first subband. Similarly but to a lesser extent, the reduction in Hall electron mobility induced by the second subband occupancy has been reported for other systems such as AlSb/InAs (Refs. 14 and 15) or AlGaAs/GaAs heterostructures.¹⁶ In the latter paper, the mobility of electrons in each subband is extracted from the magnetotransport measurement using a standard classical model and the authors attribute the low electron mobility in the second subband to a smaller value of the Fermi velocity in the second subband due to the reduced sheet concentration of electrons. This implies a more effective ionized impurity scattering for the slowly moving electrons in the second subband. Another consequence of the larger Fermi wavelength $\{\lambda_F = [(2\pi/n)^{1/2}]\}$ is the increase in the effectiveness of other scattering mechanisms such as interface roughness, alloy disorder, background impurities, or dislocations.

V. CONCLUSION

We have measured the electronic properties of the $\text{Al}_{0.56}\text{In}_{0.44}\text{Sb}/\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Sb}$ heterostructure. A type I configuration with a large conduction band offset of 0.65 eV and an electron effective mass of 0.023 m_0 have been demonstrated. Electron transport properties in modulation doped heterostructures have been investigated at room temperature and 77 K. The highest room temperature electron mobility, $25\,000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, was achieved for the widest channel (25 nm). This result is attributed to a decrease in both interface roughness scattering and remote donor impurity scattering for samples with a wide channel. PL measurements correlated with magnetotransport experiments at 4 K revealed the occupancy of a second subband in this case with a seriously degraded electron mobility on the second level. This phenomenon is probably related to the low sheet electron density in the second subband leading to an increase in the Fermi wavelength of electron and thus of the scattering mechanisms. The occupation of a second subband with a low electron mobility leads to an underestimation of the total sheet carrier density by Hall measurement. These results suggest that the heterostructure could be further improved by an enhancement of the metamorphic buffer to reduce both the threading dislocation density and the surface roughness. However, the demonstrated electronic properties with a wide channel are very promising for the realization of high speed and very low power consumption field effect devices.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank J.-L. Codron for his help in preparation and growth of the samples. This work has been achieved with the financial support of the European Union, the French Government within the MOS35 and MICATEC ANR projects and the Regional Council.

- ¹G. Dambrine, S. Bollaert, Y. Roelens, A. Noudeviwa, F. Danneville, A. Olivier, N. Wichmann, L. Desplanque, X. Wallart, J. Grahn, G. Moschetti, P. A. Nilsson, M. Malmkvist, and E. Lefebvre, *67th Device Research Conference*, 22–24 June (State College, PA, USA, 2009), pp. 149–151.
²H. Kroemer, *Physica E* (Amsterdam) **20**, 196 (2004).
³L. Desplanque, D. Vignaud, and X. Wallart, *J. Cryst. Growth* **301–302**, 194 (2007).
⁴J. M. S. Orr, A. M. Gilbertson, M. Fearn, O. W. Croad, C. J. Storey, L. Buckle, M. T. Emeny, P. D. Buckle, and T. Ashley, *Phys. Rev. B* **77**, 165334 (2008).
⁵T. Ashley, L. Buckle, S. Datta, M. T. Emeny, D. G. Hayes, K. P. Hilton, R. Jefferies, T. Martin, T. J. Phillips, D. J. Wallis, P. J. Wilding, and R. Cahu, *Electron. Lett.* **43**, 777 (2007).

- ⁶G. Delhaye, L. Desplanque, and X. Wallart, *J. Appl. Phys.* **104**, 066105 (2008).
⁷B. R. Bennett, M. G. Ancona, J. G. Champlain, N. A. Papanicolaou, and J. B. Boos, *J. Cryst. Growth* **312**, 37 (2009).
⁸O. Dehaese, X. Wallart, O. Schuler, and F. Mollot, *J. Appl. Phys.* **84**, 2127 (1998).
⁹H. Brugger, H. Müssig, C. Wölk, K. Kern, and D. Heitmann, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2739 (1991).
¹⁰T. W. Kim, M. Jung, and D. U. Lee, *Appl. Surf. Sci.* **93**, 131 (1996).
¹¹I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2001).
¹²C. Bolognesi, H. Kroemer, and J. H. English, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 213 (1992).
¹³M. van der Burgt, V. C. Karavolas, F. M. Peeters, J. Singleton, R. J. Nicholas, F. Herlach, J. J. Harris, M. Van Hove, and G. Borghs, *Phys. Rev. B* **52**, 12218 (1995).
¹⁴S. Sasa, Y. Yanamoto, S. Izumiya, M. Yano, Y. Iwai, and M. Inoue, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1* **36**, 1869 (1997).
¹⁵B. R. Bennett, M. J. Yang, B. V. Shanabrook, J. B. Boos, and D. Park, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1193 (1998).
¹⁶H. van Houten, J. G. Williamson, and M. E. I. Broekaart, *Phys. Rev. B* **37**, 2756 (1988).

AlSb nucleation induced anisotropic electron mobility in AlSb/InAs heterostructures on GaAs

L. Desplanque,¹ S. El Kazzi,¹ J.-L. Codron,¹ Y. Wang,² P. Ruterana,² G. Moschetti,³ J. Grahn,³ and X. Wallart¹

¹Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie, UMR-CNRS 8520, BP 60069, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

²CIMAP UMR 6252 CNRS-ENSICAEN-CEA-UCBN, 6, Boulevard du Maréchal Juin, 14050 Caen Cedex, France

³Department of Microtechnology and Nanoscience (MC2), Microwave Electronics Laboratory, Chalmers University of Technology, SE-412 96 Göteborg, Sweden

(Received 27 April 2012; accepted 8 June 2012; published online 25 June 2012)

The influence of the growth conditions at the AlSb/GaAs interface on the electron mobility in AlSb/InAs heterostructures is investigated. We show that an excessive antimony flux during the initial stage of the AlSb buffer growth leads to a strong anisotropy of electron mobility in InAs between [110] and [1-10] crystallographic orientations. This anisotropy is attributed to the formation of trenches oriented along the [1-10] direction in the InAs channel. Transmission electron microscopy reveals that these trenches are directly related to twinning defects originating from the AlSb/GaAs interface. © 2012 American Institute of Physics. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4730958>]

The excellent intrinsic electron transport properties of InAs-based heterostructures are very appealing for both microwave/millimeter-wave low noise amplifier (LNA)^{1–3} and for next generation of low power consumption MOSFET devices based on III-V materials.^{4–6} However, since the pioneering works of Professor H. Kroemer's group in the early 1990s,⁷ the introduction of such materials into industrial technologies is still challenging. The lack of maturity of InAs based heterostructures is primarily due to the lack of large size lattice matched semiconductor substrates which requires the use of a metamorphic approach to accommodate the mismatch with InP,⁸ GaAs,⁹ GaP,¹⁰ or Si substrates.¹¹ The threading defects originating from the mismatch accommodation can cause severe degradation of future device performances and reliability. In a recent paper, we have reported on the anisotropic electron mobility in AlSb/InAs heterostructures grown on InP substrates and shown that this anisotropy is attributed to the presence of trenches in the InAs channel related to threading defects in the buffer layer.¹²

In this paper, we demonstrate that the density of trenches is directly related to the antimony overpressure during the AlSb nucleation layer on GaAs.

The samples were grown by molecular beam epitaxy (MBE) in a Riber Compact 21 equipped with solid source valve cells for group-V element evaporation. Group-III and -V element fluxes were calibrated using standard reflection high energy electron diffraction (RHEED) specular intensity oscillation technique. A typical Al evaporation rate of 0.8 ML s⁻¹ is used for the AlSb deposition. All the epilayers were grown from an exactly oriented semi-insulating GaAs (001) substrate.

After a 300 nm GaAs buffer layer grown at 580 °C, the temperature is decreased to 510 °C and stabilized for a few minutes with no As flux. The surface exhibits a (2 × 4) As-terminated surface reconstruction. To avoid As-Sb intermixing, the surface is exposed to an Sb flux for two minutes

once the reactor base pressure reaches the 10⁻⁹ Torr range. A (2 × 8) surface reconstruction characteristic of an Sb-terminated GaAs surface is observed.¹³ During the initial stage of the AlSb deposition, the formation of islands can be deduced from the spotty RHEED pattern. After a few minutes, a 2D-like (1 × 3) RHEED pattern is recovered revealing the coalescence of AlSb islands. In the first set of experiment, different Sb fluxes from 2.5 to 1 ML s⁻¹ are used all along the antimonide parts of the structure depicted in Figure 1 (samples A to D). After 50 nm of the AlSb nucleation layer grown at 510 °C, the growth temperature is increased to 540 °C for the remaining AlSb buffer and decreased again to 510 °C for the final AlGaSb part.

To observe the influence of the Sb overpressure during the buffer layer on the morphology of the InAs channel, two

Contact layer	InAs:Te (7x10 ¹⁸ cm ⁻³)	5 nm
Protection layer	Al _{0.5} In _{0.5} As	4 nm
Schottky layer	AlSb	10 nm
Doping plane	Te = 4.5x10 ¹² cm ⁻²	
Spacer	AlSb	6.5 nm
Channel	InAs	15 nm
Bottom barrier	AlSb	10 nm
Buffer	Al _{0.8} Ga _{0.2} Sb	250 nm
Buffer	AlSb	550 nm
Nucleation layer	AlSb	50 nm
Buffer	GaAs	300 nm
Substrate	GaAs SI	

FIG. 1. Schematic of the Te doped AlSb/InAs heterostructure grown on GaAs (sample A, B, C, D and A'). For samples E and F, the growth is interrupted after the InAs channel.

TABLE I. Transport properties of AlSb/InAs heterostructures for different Sb overpressures (difference between Sb and Al fluxes) during antimonide layers. For sample A', the Sb fluxes were reduced only during the AlSb nucleation layer.

Sample reference	A	B	C	A'	D
Sb overpressure during AlSb nucleation layer (ML s^{-1})	1.7	0.7	0.5	0.3	0.2
$N_s (\times 10^{12} \text{ cm}^{-2})$	-3.4	-3.0	-3.0	-3.4	-2.6
300 K VdP Electron mobility (300 K) ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	15 100	18 600	20 400	19 400	22 000
300 K [110] Electron mobility ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	10 800	14 600	16 900	16 500	19 700
300 K [1-10] Electron mobility ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	22 000	21 900	23 200	20 700	23 200
77 K VdP Electron mobility ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	25 000	36 600	44 900	39 200	54 600
77 K [110] Electron mobility ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	16 100	24 400	30 900	27 700	39 500
77 K [1-10] Electron mobility ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	60 500	57 100	67 100	49 100	67 200

specific samples with an Sb overpressure (difference between Sb and Al fluxes) of 1.7 ML s^{-1} and 0.2 ML s^{-1} are grown (sample E and F). These samples are similar to sample A and D, respectively, but we stop the growth just after the InAs channel to avoid any roughening of the surface by the top InAlAs barrier.

Finally, in order to distinguish between the role of the Sb flux during the AlSb nucleation layer and its impact on the remaining part of the buffer and heterostructure part, we perform another growth with an Sb overpressure of 0.3 ML s^{-1} during the first 50 nm of AlSb (sample A'). The remaining part of the epilayer is grown with an Sb flux of 2.5 ML s^{-1} as for sample A.

Atomic force microscopy (AFM) using a digital Nanoscope III system working in the tapping mode is used for the surface morphology analysis of the samples. Their structural properties are investigated by high resolution transmission electron microscopy (HRTEM) using a JEOL 2010 FEG instrument operating at 200 kV. Eventually, transport properties of the heterostructures are measured at room temperature and 77 K using Hall bridge oriented in both [110] and [1-10] crystallographic orientations to determine the electron mobility in the two directions as well as a Van der Pauw configuration for measuring the mean mobility value.

The transport properties of the heterostructures obtained with different Sb overpressures are summarized in Table I. As can be noticed in Figure 2, the room temperature electron mobility in the [110] crystallographic orientation is strongly reduced by increasing the Sb flux during the growth whereas that in the [1-10] direction is nearly constant. The evolution of the Van der Pauw mobility is consistent with this observation with a mean value between the two orthogonal orientations.

Concerning the sheet carrier density, a higher Sb flux during the doping plane leads to a slightly higher doping efficiency. Since the [1-10] electron mobility is nearly not affected by this variation, it cannot explain the strong reduction of electron mobility in the [110] orientation.

The ratios of electron mobility (μ) measured in the [1-10] and [110] directions are plotted in Figure 3. An increasing Sb overpressure leads to a linear increase of this ratio both at room temperature and 77 K. The anisotropy of mobility measured on the sample with a reduced Sb overpressure during the AlSb nucleation layer (triangles in Figure 3) follows exactly the evolution observed with the first set of samples. This result demonstrates that the origin of electron mobility anisotropy is directly related to Sb overpressure during the first stage of the AlSb growth.

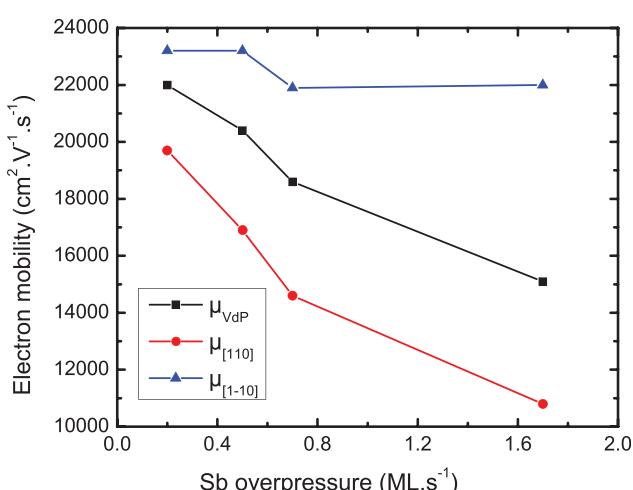


FIG. 2. Hall electron mobility measured on AlSb/InAs heterostructures using a Van der Pauw configuration (μ_{VdP} , squares), Hall Bridges oriented along [1-10] direction ($\mu_{[1-10]}$, triangles) and Hall Bridges oriented along [110] direction ($\mu_{[110]}$, circles) in function of Sb overpressure during antimonide layer MBE growth.

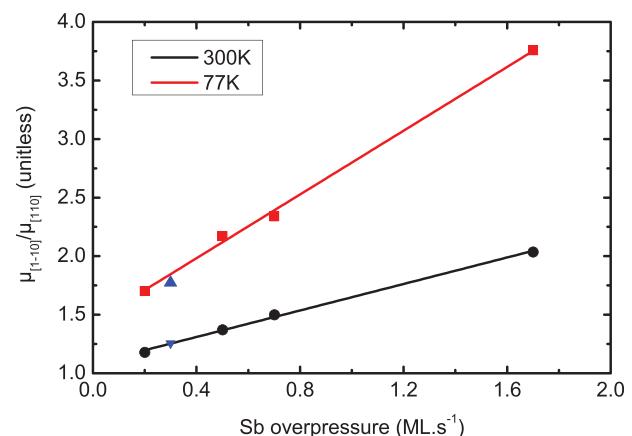


FIG. 3. Ratio of electron mobility measured on Hall Bridges oriented, respectively, in the [1-10] and [110] orientations at 300 K (circles) and 77 K (squares) for different Sb overpressures during the antimonide layers of the structure. Down- and up- triangles show, respectively, the value of electron mobility measured at 300 K and 77 K on the same heterostructure with an Sb overpressure of 0.3 ML s^{-1} during the initial 50 nm part of the AlSb buffer, the Sb overpressure was 1.7 ML s^{-1} during the rest of the buffer layer and AlSb/InAs heterostructure.

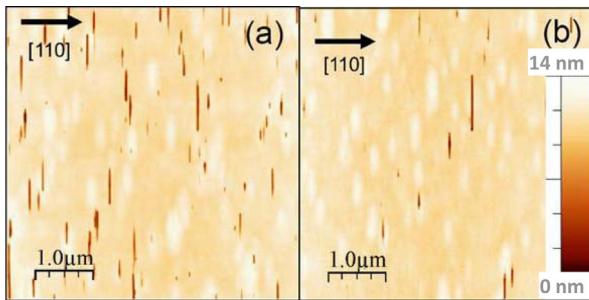


FIG. 4. AFM measurement on sample E (a) and F (b) with, respectively, 1.7 and 0.3 ML s^{-1} Sb overpressure during antimonide layers.

The morphologies of samples E and F are shown on the AFM images of Figures 4(a) and 4(b). As can be deduced from these images, the anisotropy of mobility observed on the previous samples is directly related to the density of trenches oriented in the [1-10] direction, the interaction of these defects with traveling electrons in the [110] direction being much more detrimental. From the AFM image, the density of trenches for a 1.7 ML s^{-1} Sb overpressure is about $3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$, whereas it is about $0.7 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ for a 0.2 ML s^{-1} Sb overpressure. In Figure 5, the cross section TEM observations along the [110] zone axis of the former sample show that the trenches are induced by threading defects coming from the AlSb buffer layer. Their orientation with respect to the growth direction (about 35°) indicates that these defects are in (111) planes. The HRTEM images of Figures 5(b) and 5(d) evidence that these defects are micro-twins.

A semi-quantitative understanding of the influence of the trench density (TD) on the mobility can be highlighted considering the electron mean free path in the InAs 2D electron gas. In the [1-10] direction which is nearly not affected by the trenches, the measured mobility of $22\,000 \text{ cm}^2/\text{V s}$ associated with a sheet carrier density of $3 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ leads to an electron mean free path around $0.6 \mu\text{m}$ at room temperature. This means that the critical TD above which trenches will reduce the electron mean free path and hence the mobil-

ity amounts to $2.5 \times 10^8/\text{cm}^2$. This is in semi-quantitative agreement with our measurements for which a strong mobility reduction in the [110] direction is observed for a TD of $3 \times 10^8/\text{cm}^2$ whereas the effect is less for a TD of $0.7 \times 10^8/\text{cm}^2$. At 77 K, of course, the mean free path increases (around $1.7 \mu\text{m}$) and the effect of the trenches on the [110] mobility is stronger, even for the lowest TD.

Concerning the origin of micro-twins, it has been shown that, in the GaSb/GaAs system, the GaSb 2D growth promotes the formation of Lomer dislocations and the confinement of the strain at the hetero-interface.¹⁴ On the contrary, 60° dislocations are predominantly generated in the case of 3D growth. Moreover, as evidenced in a recent investigation,^{15,16} the Sb overpressure plays a crucial role on relaxation and formation of GaSb islands. A high Sb overpressure promotes the formation of large {111} faceted and relaxed islands elongated in the [110] direction. In the present work in which growth starts with the deposition of AlSb islands on GaAs, rapid AlSb oxidization prevents one from studying the early stages of the growth but the spotty RHEED pattern observed during the nucleation reveals that AlSb islands are initially formed. We can then infer that under high Sb overpressure, micro-twins are generated during the coalescence of the {111} advancing facets of the relaxed AlSb islands.

In conclusion, we have shown that Sb overpressure during the initial stage of the AlSb buffer layer growth governs the electron mobility in AlSb/InAs heterostructures. A high Sb overpressure induces threading defects in the (111) crystallographic planes that cause the formation of trenches oriented along the [1-10] direction in the InAs tensile strained channel. These trenches result in a poor electron mobility in the [110] direction. In light of these results, the optimum growth conditions for AlSb nucleation to achieve the highest mobility in the InAs channel are obtained by minimizing the Sb overpressure. This optimization should also increase the stability of the AlSb/InAs heterostructure, suppressing the oxidization of AlSb that could be exposed to air within the trenches. As a consequence, these results could lead to a

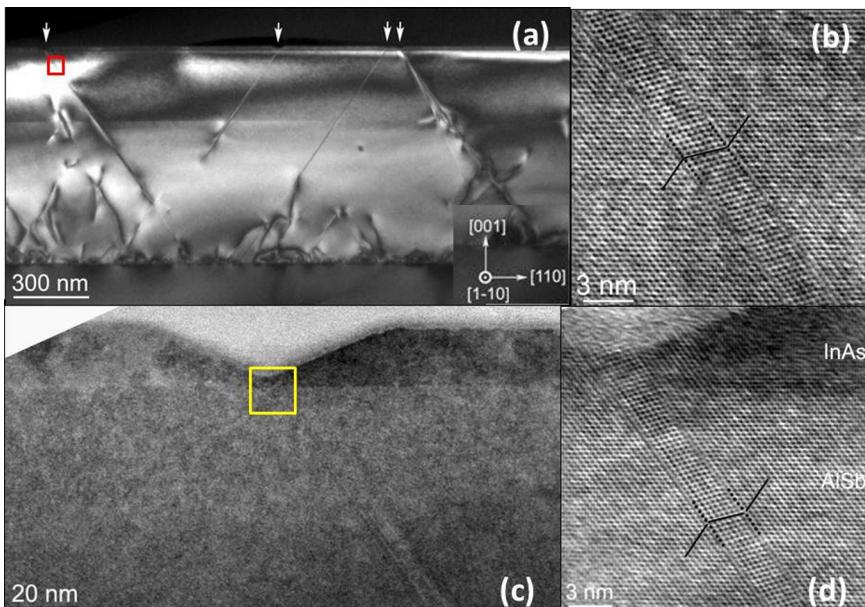


FIG. 5. Image (a) displays a TEM cross-section measurement ($g=002$ dark field) on the sample with the highest Sb overpressure (sample E). The white arrows indicate the presence of trenches in the InAs layer coming from the threading defects originating from the AlSb/GaAs interface. Image (b) is an HRTEM image of a threading defect from the highlighted area of figure (a): The atomic configuration of the defect is underlined evidencing a micro-twin. Image (c) shows a TEM cross-section of one of the InAs trenches in sample E. Image (d) is a HRTEM image of the highlighted area of figure (c) showing the connection between the InAs trench and the micro-twin.

significant improvement of InAs-based transistor performances and reliability.

This work is supported by the national research agency under Projects MOS35 (Contract No. ANR-08-NANO-022), LowIQ (Contract No. ANR-08-NANO-022), and SMIC (Contract No. ANR-11-ASTR-031-03).

- ¹W. Kruppa, J. J. Boos, B. R. Bennett, N. A. Papanicolaou, D. Park, and R. Bass, *Electron. Lett.* **42**, 688 (2006).
²M. Malmkvist, E. Lefebvre, M. Borg, L. Desplanque, X. Wallart, G. Dambrine, S. Bollaert, and L. Grahn, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **56**, 2685 (2008).
³A. Noudeviwa, Y. Roelens, F. Danneville, A. Olivier, N. Wichmann, N. Waldhoff, S. Lepilliet, G. Dambrine, L. Desplanque, X. Wallart, G. Moschetti, J. Grahn, and S. Bollaert, *IEEE Trans. Electron Devices* **57**, 1903 (2010).
⁴H. Ko, K. Takei, R. Kapadia, S. Chuang, H. Fang, P. W. Leu, K. Ganapathi, E. Plis, H. S. Kim, S.-Y. Chen, M. Madsen, A. C. Ford, Y.-L. Chueh, S. Krishna, S. Salahuddin, and A. Javey, *Nature (London)* **468**, 286 (2010).
⁵H. Zhao, Y.-T. Chen, J. H. Yum, Y. Wang, F. Xue, and J. C. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 102101 (2010).

- ⁶S. H. Kim, M. Yokoyama, N. Taoka, R. Nakane, T. Yasuda, O. Ichikawa, N. Fukuhara, M. Hata, M. Takenaka, and S. Takagi, *Tech. Dig. - Int. Electron Devices Meet.* **2011**, 13.4.1.
⁷H. Kroemer, *Physica E* **20**, 196 (2004).
⁸L. Desplanque, D. Vignaud, and X. Wallart, *J. Cryst. Growth* **301**, 194 (2007).
⁹H.-R. Blank, M. Thomas, K. C. Wong, and H. Kroemer, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2080 (1996).
¹⁰S. El Kazzi, L. Desplanque, C. Coinon, Y. Wang, P. Ruterana, and X. Wallart, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 192111 (2010).
¹¹K.-M. Ko, J.-H. Seo, D.-E. Kim, S.-T. Lee, Y.-K. Noh, M.-D. Kim, and J.-E. Oh, *Nanotechnology* **20**, 225201 (2009).
¹²G. Moschetti, H. Zhao, P.-A. Nilsson, S. Wang, A. Kalabukhov, G. Dambrine, S. Bollaert, L. Desplanque, X. Wallart, and J. Grahn, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 243510 (2010).
¹³P. Laukkanen, R. E. Perälä, R. L. Vaara, I. J. Värynen, M. Kuzmin, and J. Sadowski, *Phys. Rev. B* **69**, 205323 (2004).
¹⁴Y. Wang, P. Ruterana, L. Desplanque, S. El Kazzi, and X. Wallart, *Europhys. Lett.* **97**, 68011 (2012).
¹⁵L. Desplanque, S. El Kazzi, C. Coinon, Y. Wang, P. Ruterana, and X. Wallart, in 23rd International Conference On Indium Phosphide and Related Materials, IPRM 2011, Berlin, Germany, 22–26 May 2011.
¹⁶S. El Kazzi, L. Desplanque, X. Wallart, Y. Wang, and P. Ruterana, *J. Appl. Phys.* **111**, 123506 (2012).

Monolithic integration of high electron mobility InAs-based heterostructure on exact (001) Silicon using a GaSb/GaP accommodation layer

L. Desplanque,¹ S. El Kazzi,¹ C. Coinon,¹ S. Ziegler,² B. Kunert,² A. Beyer,³ K. Volz,³ W. Stolz,³ Y. Wang,⁴ P. Ruterana,⁴ and X. Wallart¹

¹Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology, CNRS and University of Lille, Avenue Poincaré BP 60069, Villeneuve d'Ascq Cedex, France

²NAsPiIV GmbH, Am Knechtacker 19, 35043 Marburg, Germany

³Material Sciences Center and Faculty of Physics, Philipps-University Marburg, Hans-Meerwein-Strasse, 35032 Marburg, Germany

⁴CIMAP, UMR 6252 CNRS-ENSICAEN-CEA-UCBN, 6 Boulevard du Maréchal Juin, 14050 Caen Cedex, France

(Received 6 July 2012; accepted 26 September 2012; published online 5 October 2012)

We report on the epitaxial growth of high electron mobility AlSb/InAs heterostructure on exactly oriented (001) Si substrate, using a GaP interfacial layer. The growth conditions are first optimized on GaP substrates to achieve the highest electron mobility. The influence of the Sb flux during the early stage of the GaSb buffer layer is particularly emphasized. Using these optimized growth conditions, the AlSb/InAs heterostructure is grown on a GaP/Si template obtained by metal-organic vapor phase epitaxy. An electron mobility as high as $27\ 800\ \text{cm}^2\ \text{V}^{-1}\ \text{s}^{-1}$ and $111\ 000\ \text{cm}^2\ \text{V}^{-1}\ \text{s}^{-1}$, respectively, at 300 and 77 K is demonstrated. © 2012 American Institute of Physics.

[<http://dx.doi.org/10.1063/1.4758292>]

Since the pioneering work of Kroemer's group in the early 90s, the AlSb/InAs heterostructure has demonstrated undeniable qualities for high electron mobility transistors (HEMTs). Thanks to the combination of the high conduction band offset between AlSb and InAs with the low electron effective mass in InAs, excellent transport properties have been reached on GaAs or InP substrates,^{1,2} which are particularly appealing for low noise millimeter wave amplifiers and low power consumption analog devices.³ But since a few years, as the CMOS silicon technology faces a power consumption crisis, the interest in III-V low electron effective mass materials such as InAs also increases considerably for low voltage operation MOSFET devices.^{4,5} However, the monolithic integration of such III-V devices in the silicon technology requires the development of a buffer layer accommodating the large lattice mismatch (about 12% between InAs and Si) and solving the problem of anti-phase domain (APD) formation. Various solutions have been proposed such as starting the growth from an off-cut silicon substrate to promote Si double-step surfaces reducing APDs,⁶ growing thick SiGe/Ge/III-V buffer layers to reduce the threading defects involved by mismatch accommodation and APDs⁷ or using InSb quantum dots to filter microtwins formed at the early stages of the growth.⁸

In this paper, we demonstrate a two-step solution addressing first the problem of APDs during the epitaxial growth of a GaP interfacial layer on a (001) exactly oriented silicon substrate. The mismatch is then accommodated through a GaSb buffer layer grown on the GaP/Si template. The growth conditions at the GaSb/GaP interface leading to the highest electron mobility in the AlSb/InAs heterostructures are first determined on GaP substrates. The process is then transferred on a GaP/Si template grown by metal organic vapor phase epitaxy (MOVPE) and optimized for minimizing APD formation.^{9–11}

In the first set of experiments, the growth conditions for the achievement of high electron mobility AlSb/InAs heterostructures on $(001) \pm 0.1^\circ$ GaP substrates are studied using molecular beam epitaxy (MBE) in a Riber 32P reactor. After substrate deoxidization, we used the same growth conditions for the GaP buffer layer and for the GaP surface preparation prior to GaSb deposition than the ones described in Ref. 12. As the GaSb growth starts, the reflection high energy electron diffraction (RHEED) pattern turns from a (2×8) surface reconstruction to a 3D one revealing the formation of islands.¹³ After about 50 nm, a 2D RHEED pattern is progressively recovered as the islands coalesce. During this nucleation and coalescence stage, different Sb fluxes from 0.9 to 7.5 ML s⁻¹ and growth temperature from 450 °C to 510 °C are tested, the remaining part of the 600 nm GaSb buffer layer being grown at 510 °C with a Sb flux of 2.5 ML s⁻¹. The Ga flux is fixed at 0.7 ML s⁻¹ during all the experiments. The detailed stack of the Si δ-doped AlSb/InAs heterostructures grown on GaP substrate is depicted in Figure 1 (structure A). Details about the growth conditions of the heterostructure part can be found elsewhere.²

In a second set of experiments, a $4 \times 4\ \text{cm}^2$ sample cleaved out from a GaP/Si template grown by MOVPE on a 300 mm $(001) \pm 0.5^\circ$ p-doped Si wafer is used as substrate for the MBE growth of the same AlSb/InAs heterostructure on a GaSb/GaP buffer layer (Figure 1, structure B). The template consists of a 1000 nm thick n-doped Si buffer layer followed by a 46 nm thick GaP nucleation film. The MOVPE growth on exactly oriented 300 mm Si substrates is carried out in a close couple showerhead reactor (Cruis-R) from Aixtron SE applying triethylgallium, tertiarybutylphosphine, and silane as group-III-, group-V-, and Si-preursors, respectively. After about 30 nm deposition, the GaP layer is free of antiphase disorder. Before the MBE growth, the GaP nucleation layer is completely pseudomorphically strained to

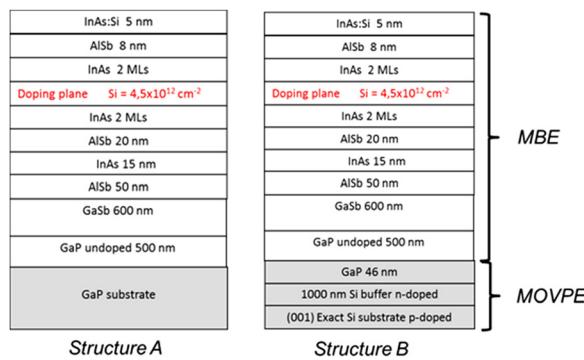


FIG. 1. Schematics of the AlSb/InAs heterostructures grown by MBE on GaP substrate (structure A) and grown by MOVPE and MBE on exactly oriented silicon substrate (structure B).

Si without any misfit- or threading dislocations. More details about the growth conditions and crystal quality are published elsewhere.^{9–11}

The sample surface morphology is characterized by atomic force microscopy (AFM) using a Digital Nanoscope III system working in the tapping mode, whereas the structural properties are investigated by transmission electron microscopy (TEM) using a Jeol JEM3010 at an acceleration voltage of 300 kV and x-ray diffraction (XRD) (PANalytical X'pert PRO). Eventually, transport properties of the heterostructures are measured at room temperature (RT) and 77 K using Hall bridge mesa oriented both in [110] and [1–10] crystallographic orientations as well as a Van der Pauw configuration. Ohmic contacts to the InAs channel through the upper AlSb barrier are obtained by alloying indium contacts. For the sample grown on p-doped silicon substrate, a careful annealing process of indium contacts at 180 °C for 2 min ensures ohmic contacts to the channel while limiting indium diffusion and avoiding contact to the n-doped Si layer that could “short-circuit” the InAs channel.

Figure 2 displays typical AFM images of samples grown on GaP (structure A). The sample grown at 450 °C with a 2.5

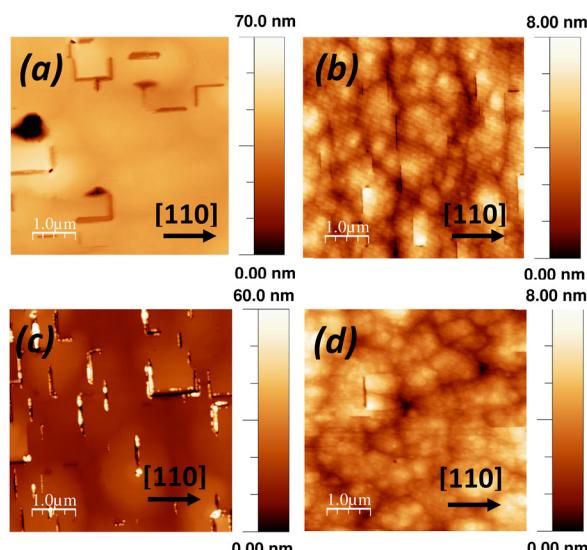


FIG. 2. AFM images of AlSb/InAs heterostructures grown on GaP substrates for a GaSb nucleation layer grown at 510 °C (a) and 450 °C (b) with a Sb flux of 2.5 ML s^{-1} at 510 °C with a Sb flux of 7.5 ML s^{-1} (c) and at 450 °C with a Sb flux of 0.9 ML s^{-1} (d). Bright spots on image c are due to AlSb oxidization within the trenches.

ML s^{-1} Sb flux (Fig. 2(b)) exhibits the formation of trenches oriented in the [1–10] direction. This behavior is very similar to that previously observed¹⁴ where these trenches originate from twinning defects formed at the initial nucleation and coalescence stages of AlSb islands on GaAs. It has been attributed to the large Sb overpressure during the initial growth steps of AlSb on GaAs. We have demonstrated recently that Sb flux and growth temperature play a crucial role in the formation of GaSb islands on GaP too.¹² A high Sb overpressure during the initial stage of the GaSb growth results in the formation of [110] elongated islands fully relaxed by a periodic array of interface misfit dislocations (MD) and exhibiting {111} facets. The coalescence of the {111} advancing facets of the incoherent islands can result in the formation of twinning defects. As a consequence, even if a high Sb overpressure promotes the relaxation of GaSb islands, it also delays the island coalescence and induces microtwins.

For the samples grown at 510 °C (Fig. 2(a)), the morphology is slightly different since trenches oriented in the [110] direction also appear and are connected to trenches oriented in the [1–10] direction. This kind of defects is dominant at moderate Sb flux, whereas most of the defects at large Sb flux are [1–10] trenches (Fig. 2(c)). At this higher temperature (510 °C) where strong Sb reevaporation occurs, the resulting too low Sb/Ga flux ratio causes stacking faults accommodating the strain in individual islands.¹² These stacking faults are probably the origin of the “bidirectional” trenches observed at the surface of AlSb/InAs heterostructures.

As a consequence, a trade-off between GaSb relaxation and rapid island coalescence can be found by reducing both the growth temperature and the Sb flux during the nucleation layer. After full coalescence of the GaSb layer, the Sb flux and growth temperature can be simultaneously increased to improve surface roughness. Under these conditions, the heterostructure grown on GaP for which the GaSb nucleation layer is grown at 450 °C with an Sb flux of 0.9 ML s^{-1} exhibits a smooth surface with nearly no more trenches (RMS value of 0.8 nm) (Fig. 2(d)).

Figure 3 displays the results of Hall measurements performed on the heterostructures grown on GaP substrates for different Sb fluxes and growth temperatures during the 50 nm GaSb nucleation layer. For all the heterostructures, a sheet carrier density from 1.5 to $1.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ is measured. As can be seen in Figure 3(a), the Sb overpressure has a strong influence on the electron mobility. At 510 °C, a 1.4 ML s^{-1} Sb flux results in a poor electron mobility (about $10\ 000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$). This is related to the large Sb reevaporation on the surface at this temperature, the effective Sb/Ga flux ratio being hardly higher than unity, leading to a strong degradation of the surface morphology. This is improved by increasing the Sb flux to 2.5 ML s^{-1} but a too high Sb flux (7.5 ML s^{-1}) leads again to electron mobility degradation in the InAs channel. At lower growth temperature, this mobility decrease is observed for a 2.5 ML s^{-1} Sb flux since the Sb surface reevaporation is strongly reduced.

To understand this behavior, one must consider the electron mobility in the [110] and in the [1–10] orientations (Figure 3(b)) since the Sb flux does not affect in the same way the electron mobility in both directions. These

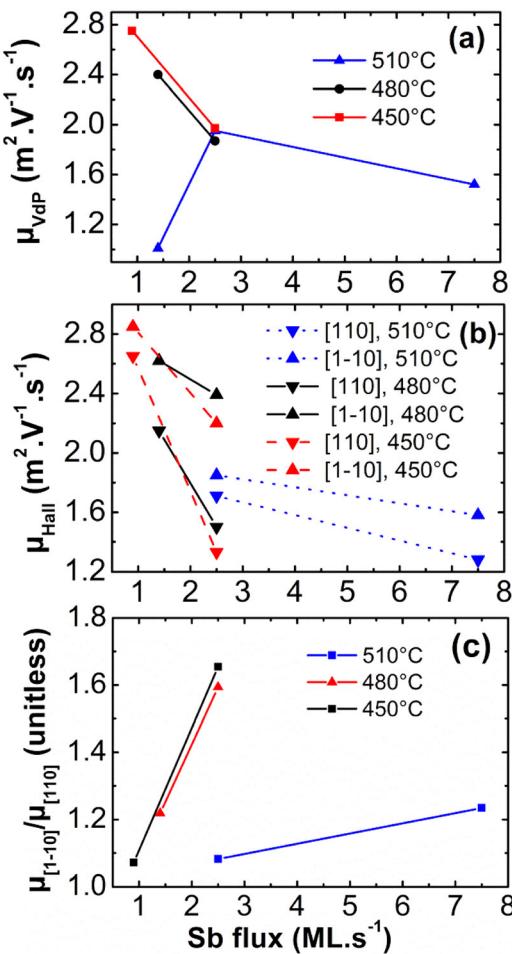


FIG. 3. Transport measurements on the heterostructures grown on GaP substrates with different temperatures and Sb fluxes during the first 50 nm of the GaSb buffer layer: (a) room temperature Van der Pauw electron mobility (μ_{VDP}), (b) Hall Bridge measurements (μ_{Hall}), and (c) anisotropy of electron mobility deduced from Figure 3(b).

variations can be qualitatively explained by the AFM observations of Figure 2. Increasing the Sb flux at a given temperature affects more severely the [110] electron mobility due to the increasing density of [1–10] oriented trenches, resulting in a higher electron mobility anisotropy (Figure 3(c)). At a fixed Sb flux, increasing the growth temperature tends to reduce this anisotropy for two reasons: (1) the effective Sb flux is reduced as Sb reevaporation is larger which decreases the [1–10] trench density and (2) the electron mobility in the [1–10] direction is also degraded due to the formation of “bidirectional” trenches.

To get a more quantitative description, the mean distance between these different trenches is estimated from their density measured on $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ AFM images. Those distances are in a range comparable with the electron mean free path. Figure 4 shows the correlation between the evolution of those distances and that of the electron mobility for a fixed Sb flux. It confirms that increasing the growth temperature (1) improves the electron mobility in the [110] direction as it reduces the trench density in the [1–10] direction and (2) promotes the formation of “bidirectional” trenches affecting the electron mobility in both crystallographic orientations. One can notice that for the sample grown at low temperature for which no trench in the [110] direction has been observed

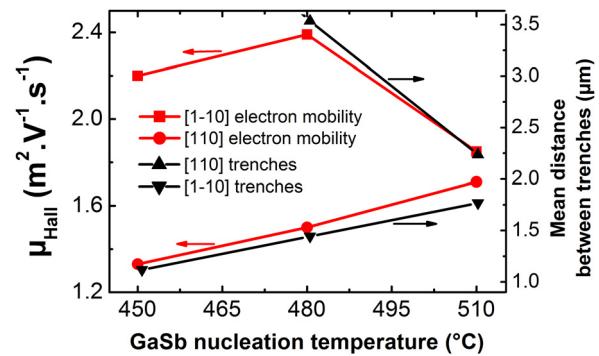


FIG. 4. Hall Bridge measurements in the [110] (circles) and [1–10] (squares) orientations for a Sb flux of 2.5 ML s^{-1} and different temperatures during the GaSb nucleation layer on GaP substrate and mean distance between [110] (up-triangles) and [1–10] (down-triangles) trenches evaluated from the trench density measured by AFM.

the large density of [1–10] trenches also affects in a lower extend the electron mobility in the trench direction.

As a consequence, the optimized conditions for the surface morphology correspond to the best transport properties and the heterostructure grown on GaP substrate for which the GaSb nucleation layer is grown at 450°C with an Sb flux of 0.9 ML s^{-1} exhibits a Van der Pauw electron mobility of $27\,800$ and $120\,000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ at 300K and 77K , respectively, for a sheet carrier density of $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Using these optimized growth conditions, the same heterostructure is grown on a GaP/Si template grown by MOVPE. AFM (not shown) reveals a very smooth surface exhibiting a RMS value of only 0.8 nm on a $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ image. With a larger scale observation, a trench density in the low 10^6 cm^{-2} has been estimated. Using XRD, the reciprocal space mapping (RSM) of the sample (not shown) allows deducing strain relaxation. This analysis reveals a fully relaxed GaP layer and a 101% strain relaxation in both directions for the GaSb one with parallel and perpendicular mismatches with Si of 12.44% and 12.07%, respectively (the theoretical one is 12.24%). This tensile strain in the

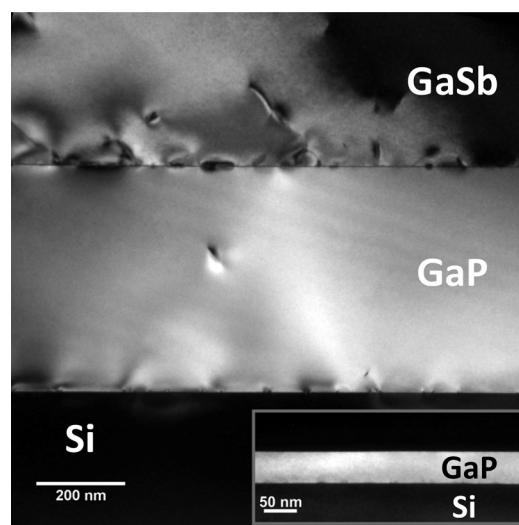


FIG. 5. 002 dark field cross section of the GaSb/GaP/Si template. Relaxation defects at the GaP/Si interface are induced by the growth of the 500 nm thick GaP buffer layer. The inset shows the GaP nucleation layer prior to the MBE deposition.

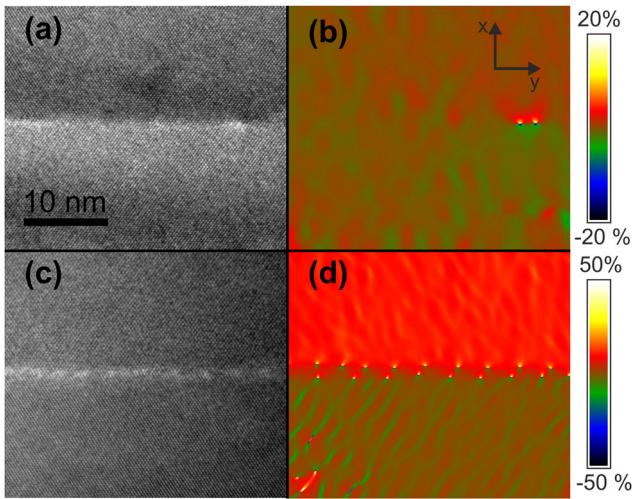


FIG. 6. HRTEM cross sections of the GaP/Si interface (a) and the GaSb/GaAs interface (c) and their associated ϵ_{yy} component of the strain tensor (respectively b and d).

GaSb layer can be explained considering the different expansion coefficients of GaSb ($7.75 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) and Si ($2.6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$). Finally, the InAs layer appears tensile strained to the GaSb buffer.

Figure 5 displays the TEM dark-field cross section of the whole structure on silicon, whereas the inset shows the GaP/Si template before MBE overgrowth. As can be noticed, it is hard to identify any APDs in the GaP nucleation layer. Nevertheless, APDs that could form at the GaP/Si interface will rapidly self-annihilate within the first 30 nm of GaP and no disorder defects reaching the GaSb/GaP interface can be observed. The high resolution TEM (HRTEM) image of the GaP/Si interface (Figure 6(a)) and the projection of the strain field along the growth direction (ϵ_{yy}) (Figure 6(b)) deduced from the geometric phase analysis of HRTEM images¹⁵ reveal interface MD. These relaxation defects are induced by the MBE growth of an additional 500 nm thick GaP buffer layer. Concerning the GaSb/GaP interface, most of the mismatch is accommodated by closely spaced 60° MDs¹⁶ resulting in a regular array with a period of about 4 nm (Figures 6(c) and 6(d)). Some imperfections of this MD array result in the formation of few threading dislocations. However, no microtwins, much more detrimental for electron mobility in the InAs channel,¹⁴ can be observed.

Hall measurements performed on this heterostructure result in a RT Van der Pauw electron mobility of $27\ 800 \text{ cm}^2$

$\text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ with a sheet carrier density of $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. At 77 K, the electron mobility increases up to $111\ 000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ without almost any anisotropy confirming the high quality of the InAs channel and its usefulness for the realization of high speed and low power consumption electronic devices.

In conclusion, we have shown that high quality AlSb/InAs heterostructures can be grown on an exactly oriented silicon substrate by successively treating the problems of anti-phase domain formation and lattice mismatch accommodation with a GaSb/GaP/Si template. Reducing the growth temperature and the Sb flux during the nucleation layer of GaSb on GaP is found to improve the electron mobility in the InAs channel. Using these optimized growth conditions, an electron mobility as high as $27\ 800 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ at room temperature and $111\ 000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ at 77 K is demonstrated.

This work was supported by the national research agency (Contract Nos. ANR-08-NANO-022 and ANR-2010-VERS-016-01) and the German Science Foundation (DFG) (Project Nos. VO805/4 and VO805/5).

- ¹G. Tuttle, H. Kroemer, and J. H. English, *J. Appl. Phys.* **65**, 5239 (1989).
- ²L. Desplanque, D. Vignaud, and X. Wallart, *J. Cryst. Growth* **301–302**, 194 (2007).
- ³B. R. Bennett, R. Magno, J. B. Boos, W. Kruppa, and M. G. Ancona, *Solid-State Electron.* **49**, 1875 (2005).
- ⁴J. Del Alamo, *Nature* **479**, 317 (2011).
- ⁵H. Ko, K. Takei, R. Kapadia, S. Chuang, H. Fang, P. W. Leu, K. Ganapathi, E. Plis, H. S. Kim, S.-Y. Chen, M. Madsen, A. C. Ford, Y.-L. Chueh, S. Krishna, S. Slahuddin, and A. Javey, *Nature* **468**, 286 (2010).
- ⁶S. H. Huang, G. Balakrishnan, A. Khoshakhlag, L. R. Dawson, and D. L. Hufaker, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 071102 (2008).
- ⁷Y. C. Lin, H. Yamaguchi, E. Y. Chang, Y. C. Hsieh, M. Ueki, Y. Hirayama, and C. Y. Yang, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 023509 (2007).
- ⁸K.-M. Ko, J.-H. Seo, D.-E. Kim, S.-T. Lee, Y.-K. Noh, M.-D. Kim, and J.-E. Oh, *Nanotechnology* **20**, 225201 (2009).
- ⁹I. Németh, B. Kunert, W. Stoltz, and K. Volz, *J. Cryst. Growth* **310**, 1595–1601 (2008).
- ¹⁰K. Volz, A. Beyer, W. Witte, J. Ohlmann, I. Németh, B. Kunert, and W. Stoltz, *J. Cryst. Growth* **315**(1), 37 (2011).
- ¹¹A. Beyer, J. Ohlmann, S. Liebich, H. Heim, G. Witte, W. Stoltz, and K. Volz, *J. Appl. Phys.* **111**, 083534 (2012).
- ¹²S. El Kazzi, L. Desplanque, C. Coinon, Y. Wang, P. Ruterana, and X. Wallart, *J. Appl. Phys.* **111**, 123506 (2012).
- ¹³S. El Kazzi, L. Desplanque, C. Coinon, Y. Wang, P. Ruterana, and X. Wallart, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 192111 (2010).
- ¹⁴L. Desplanque, S. El Kazzi, J.-L. Codron, Y. Wang, P. Ruterana, G. Moschetti, J. Grahn, and X. Wallart, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 262103 (2012).
- ¹⁵M. J. Hýtch, E. Snoeck, and R. Kilaas, *Ultramicroscopy* **74**, 131 (1998).
- ¹⁶Y. Wang, P. Ruterana, S. Kret, J. Chen, S. El Kazzi, L. Desplanque, and X. Wallart, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 262110 (2012).

Influence of nanoscale faceting on the tunneling properties of near broken gap InAs/AlGaSb heterojunctions grown by selective area epitaxy

L Desplanque¹, M Fahed¹, X Han¹, V K Chinni¹, D Troadec¹, M-P Chauvat², P Ruterana² and X Wallart¹

¹ Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology, CNRS and University of Lille, Avenue Poincaré CS 60069, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

² CIMAP, UMR 6252 CNRS-ENSICAEN-CEA-UCBN, 6 Boulevard du Maréchal Juin, 14050 Caen Cedex, France

E-mail: ludovic.desplanque@iemn.univ-lille1.fr

Received 22 July 2014, revised 24 September 2014

Accepted for publication 30 September 2014

Published 30 October 2014

Abstract

We report on the selective area molecular beam epitaxy of InAs/AlGaSb heterostructures on a GaSb (001) substrate. This method is used to realize Esaki tunnel diodes with a tunneling area down to $50\text{ nm} \times 50\text{ nm}$. The impact of the size reduction on the peak current density of the diode is investigated, and we show how the formation of the InAs facets can deeply affect the band-to-band tunneling properties of the heterostructure. This phenomenon is explained by the surface-dependent incorporation of Si dopant during growth.

Keywords: Esaki diode, antimonides, selective area epitaxy

(Some figures may appear in colour only in the online journal)

1. Introduction

Since the pioneering work of Esaki's group in the early 1980s [1], the unique interband tunneling properties in the InAs/AlGaSb heterojunction have found various applications, such as resonant tunneling devices for millimeter wave application [2] or backward diodes with large non-linearity around zero-bias voltage used for high frequency radiation detection [3]. More recently, the development of tunnel field effect transistors (TFET) targeting the steep subthreshold slope below 60 mV/decade has brought new interest to the highly staggered InAs/(Al)GaSb heterostructure [4]. Broken gap and near broken gap band line-ups that are available in this system can lead to the high current density required for CMOS applications [5]. For these different kinds of applications, reducing the area of the heterojunction is required either for decreasing the intrinsic capacitance when a high frequency analog operation is targeted or for increasing the density of integration and the gate control for digital operation. One way

to reduce the area of the tunnel junction at the nanoscale is the growth of vertical nanowires (NW) from (111) oriented substrates. High current density InAs(Sb)/GaSb NW tunneling devices have been demonstrated, either using charge tunneling through the axial direction of the NW [6] or using the radial one to improve the overall tunneling current of the device [7]. However, the growth of III-V materials in the (111) orientation is still highly inclined to phase changes, degrading the transport properties in the material [8]. The growth of AlGaSb-containing heterostructures with this approach is very difficult. On the other hand, the method consisting of mesa etching of two dimensional InAs/AlGaSb heterostructures is complex to scale down to submicron sizes owing to (i) the problem of different etching rates between the two materials and (ii) the important oxidation of AlGaSb when exposed to air. Even if results using this approach have been recently reported [9], aggressive etching methods generally degrade significantly the current-voltage (I-V) characteristics of the tunneling devices when submicron

dimensions are reached. The accommodation of the lattice mismatch between (Al)GaSb and InAs may also result in the formation of defects such as dislocations at the tunneling interface, which seriously degrade the steepness of the conductance slope of the diode [10].

In this paper, we investigate the possibility of using selective area molecular beam epitaxy of InAs on a (001) GaSb substrate to realize nanometric dimension tunneling diodes. We also demonstrate the impact of InAs faceting on the tunneling current density.

2. Experimental details

Epitaxial growth was performed by solid source molecular beam epitaxy (MBE) in a RIBER Compact 21 reactor equipped with As and Sb valved cracker cells. The III- and V-element fluxes were calibrated using reflection high energy electron diffraction specular beam intensity oscillations. Scanning electron microscopy (SEM) is used for morphological analysis of the nanostructures. For the investigation of the local structure [11, 12], we have carried out extensive scanning transmission electron microscopy in the high angle annular dark field mode (HAADF-STEM) to reveal the chemical contrast down the atomic scale [13]. In-parallel room temperature electrical characterization of the devices has been carried out to extract the current-voltage (I-V) characteristics of the tunneling diodes.

In the first experiment (sample A), we have investigated selective area homoepitaxy of InAs on a substrate consisting of a 1 μm -thick relaxed InAs layer grown on semi-insulating (SI) GaAs (001). A thin 30 nm GaSb layer was used to accommodate the mismatch between GaAs and InAs. A SiO₂ layer deposited by plasma enhanced chemical vapor deposition served as a mask for selective area growth. To get this mask, electron beam lithography was used to design apertures of different sizes in the resist deposited on the 30 nm-thick oxide layer. By means of reactive ion etching, the SiO₂ layer was partially removed inside the patterns so that the remaining thin oxide layer protected the InAs surface from damage and contamination during the solvent and hydrogen plasma cleaning step for resist removal. Just before the introduction of the sample in the MBE chamber, the SiO₂ apertures were fully opened using chemical etching in a diluted hydrofluoric acid solution, and the sample was rinsed with di-ionized water. The thickness of the remaining SiO₂ mask outside the apertures was about 10 nm. After removing the InAs native oxide layer inside the SiO₂ apertures by thermal annealing under an As flux in the MBE chamber, a nominal thickness of 100 nm of InAs was deposited at a temperature of 500 °C with a growth rate of 0.2 monolayer (ML) · s⁻¹ and an As₄/In flux ratio of 10.

Figure 1 displays the scanning electron micrographs of two different nanostructures observed on sample A. As can be seen, the SiO₂ surface is free from InAs deposition, whereas the InAs grown inside 500 nm × 11 μm apertures has formed faceted ribbons. Depending on the orientation of the pattern with respect to the in-plane crystallographic directions of the

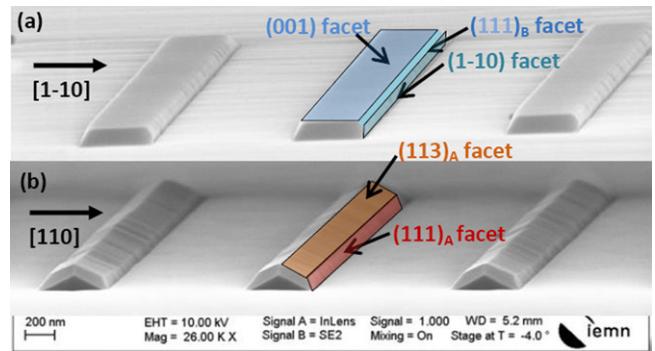


Figure 1. Scanning electron microscope (SEM) images of selective area grown InAs inside SiO₂ apertures oriented either in the [110] direction (a) or [1–10] direction (b).

substrate, the shape of the selective area grown nanostructure is slightly modified: [110] oriented ribbons exhibit a flat (001) top surface with vertical (1–10) edge facets and small (111)_B facets at the angles (figure 1(a)), whereas the shape of [1–10] oriented ribbons is composed by (111)_A edge facets and (113)_A facets on top of the nanostructures (figure 1(b)). Inside an aperture narrower than 250 nm and for a nominal InAs deposition of 100 nm, the (113)_A facets tend to disappear, leading to a nanostructure exhibiting a triangular shape with (111)_A facets. These specific forms can be seen as the result of equilibrium crystal shapes involving the volume and the different surface energies of the nanostructure [14, 15]. This implies a strong difference of surface energies between (111)_A and (111)_B InAs facets.

In a second experiment (sample B), a p-doped GaSb (001) substrate was used. A buffer layer composed of a 300 nm-thick Si-doped GaSb layer (p-type concentration of $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) and a 30 nm Si-doped InAs layer (n-type concentration of $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) was grown by MBE prior to the SiO₂ mask realization. Square apertures of 2 μm × 2 μm , 500 nm × 500 nm, 200 nm × 200 nm, 100 nm × 100 nm, and 50 nm × 50 nm were designed, as well as asymmetrical apertures oriented either in the [110] or in the [1–10] crystallographic direction. For this sample, the same process was used for selective area growth of InAs inside the oxide apertures. 60 nm InAs doped with Si (nominal doping of $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) and 3 nm InAs undoped were deposited this way before the growth of 50 nm Al_{0.4}Ga_{0.6}Sb and 50 nm GaSb. The topmost antimonide layers were grown with a rate of 0.7 ML · s⁻¹ and 0.42 ML · s⁻¹, respectively, and were doped with Si (nominal p-doping of $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ for Al_{0.4}Ga_{0.6}Sb and 1.7×10^{19} for the GaSb contact layer). A cross-section scheme of the sample is depicted in figure 2(a). Due to the larger growth rate used for antimonide layers and the lower evaporation rates of Ga and Al with respect to In at 500 °C, polycrystalline deposition of AlGaSb and GaSb on the SiO₂ has occurred but, as can be seen on the HAADF-STEM images of figures 2(b) and (c), high quality epitaxial growth was obtained on the selectively regrown InAs with an abrupt interface between InAs and AlGaSb.

After growth, the back side of the GaSb substrate was metallized by Ti/Au evaporation, and 160 μm × 160 μm Ti/Au

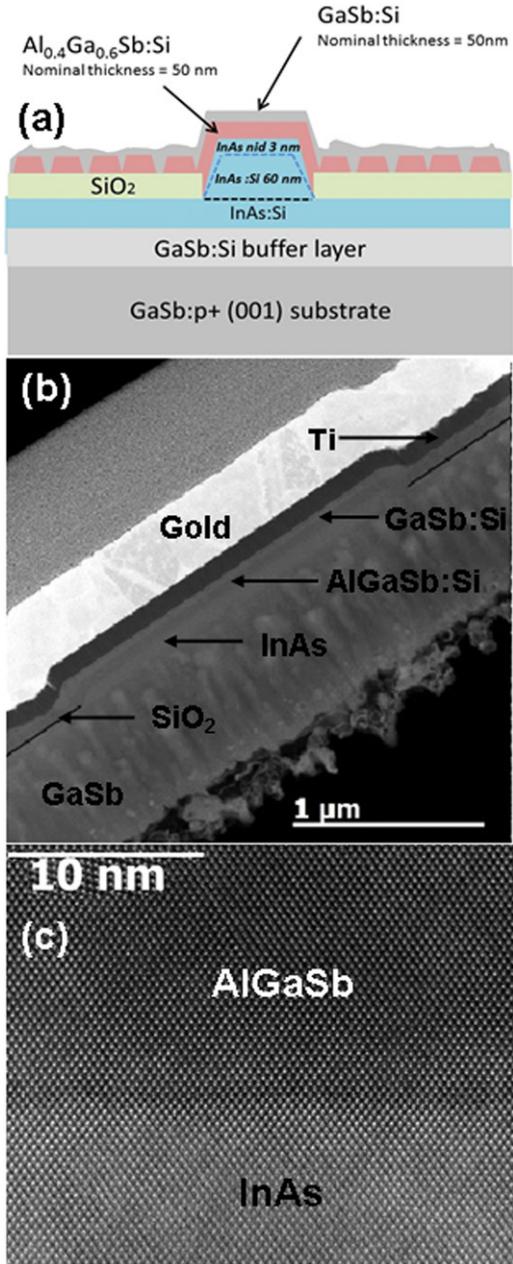


Figure 2. Schematic view of the cross section of sample B (a). HAADF-STEM cross-section image of the sample after Ti/Au metallization (b). Atomic resolution HAADF-STEM image of the top InAs/AlGaSb interface (c).

contacts were realized on each aperture of the initial SiO₂ mask using optical lithography. These contacts also acted as a mask for chemical etching of (Al)GaSb that had been deposited on the SiO₂ mask during the growth, in this way ensuring device isolation.

3. Measurements

Typical room temperature current-voltage (I-V) characteristics of the square diodes are plotted in figure 3 for different SiO₂ aperture sizes. For this measurement, the back side

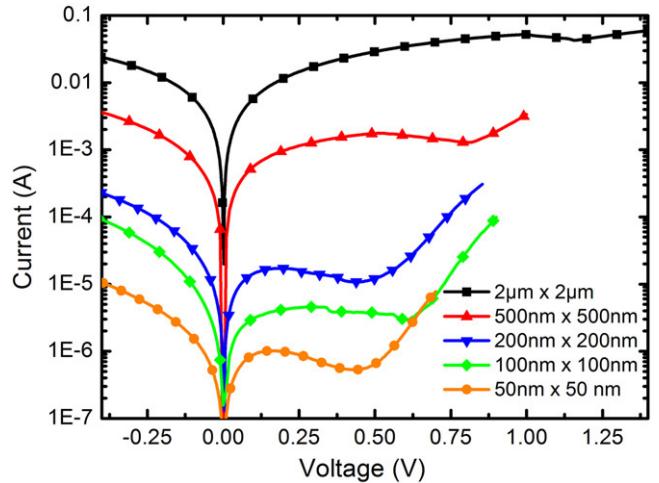


Figure 3. Current-voltage characteristics of the diodes from sample B grown inside square aperture of 2 μm × 2 μm (black squares), 500 nm × 500 nm (red up triangles), 200 nm × 200 nm (blue down triangles), 100 nm × 100 nm (green diamonds), and 50 nm × 50 nm (orange circles).

contact was connected to the ground (cathode), and the voltage was applied to the top contact of the device (anode). The device is composed of two tunnel junctions in series: one is located in the buffer layer between highly p-doped GaSb and highly n-doped InAs, and the second one between selective area grown InAs and AlGaSb. Due to the broken gap nature and the large area of the former one, the I-V characteristic mainly describes the behavior of the top InAs/AlGaSb heterojunction. As can be seen on figure 3, whatever the area of the SiO₂ aperture, the diodes exhibit an I-V curve characteristic of an Esaki tunnel diode with a negative differential resistance in the forward regime. Figure 4(a) displays the mean peak voltage measured on several diodes of different size. This peak voltage is about 0.2 V for diodes grown inside SiO₂ apertures smaller than 10⁻⁹ cm⁻² but increases slightly when the area becomes larger. This effect can be attributed to the influence of the series resistance beyond a peak current larger than 1 × 10⁻⁴ A [16]. The mean peak-to-valley current ratio (PVCR) (figure 4(a)) increases up to a value of 2 as the area of the SiO₂ aperture is reduced to 50 nm × 50 nm. However, looking at the evolution of the mean peak current with respect to the area of the SiO₂ aperture (figure 4(b)), one can observe an important reduction when the area of the device decreases. For the 2 μm × 2 μm diode, the peak current density exceeds 1 MA · cm⁻², whereas it is lower than 50 kA · cm⁻² when the area is below 10⁻⁹ cm⁻².

Looking at the profile of the regrown InAs nanostructures of figure 1, one can suppose that this lower peak current density may be related to the three-dimensional configuration of the tunneling interface for devices with one dimension below a few hundred nanometers. To investigate the role of this anisotropic faceting on the I-V characteristic of nano-devices, we measured diodes fabricated from two heterostructures grown inside asymmetrical 100 nm × 10 μm SiO₂ apertures oriented either in the [110] or in the [1–10] crystallographic direction. Figure 5 displays the I-V

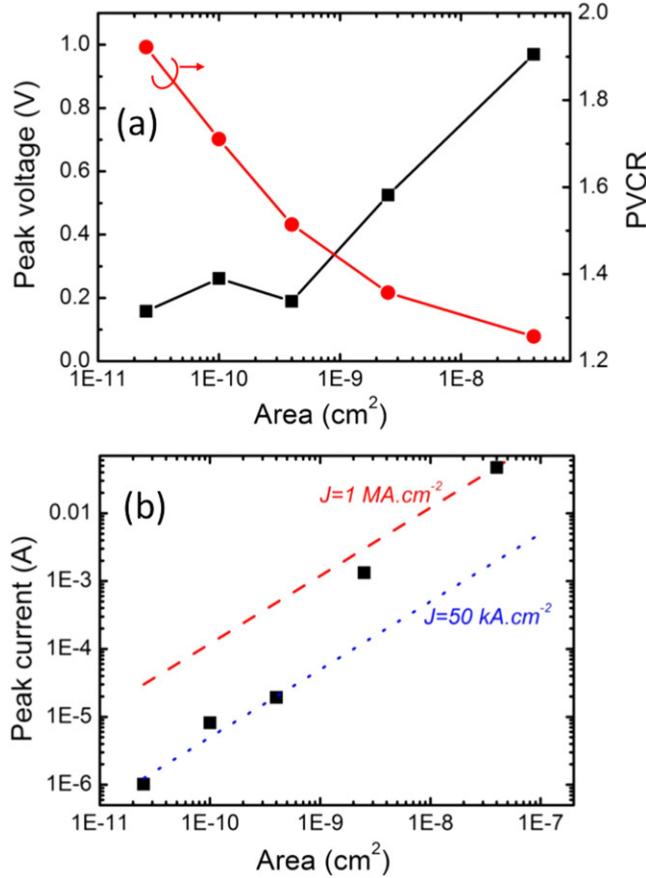


Figure 4. (a) Peak voltage (black squares, left axe) and peak-to-valley current ratio (red circles, right axe) and (b) peak current density measured on the square diodes versus SiO_2 aperture area. The red dash line and the blue dot line in figure 4(b) indicate a current density of $1 \text{ MA} \cdot \text{cm}^{-2}$ and $50 \text{ kA} \cdot \text{cm}^{-2}$, respectively.

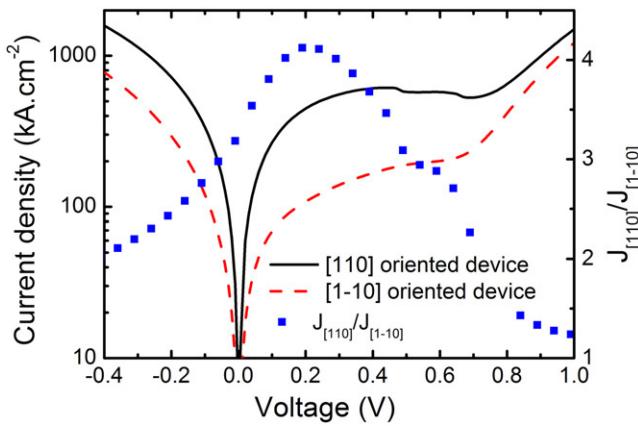


Figure 5. Current density versus voltage measured on $100 \text{ nm} \times 10 \mu\text{m}$ diodes oriented either in the [110] (black solid line) or in the [1–10] (red dash line) crystallographic direction. Ratio of the current density measured on the [110] oriented device on one of the [1–10] oriented diodes versus voltage (blue squares, right axis).

characteristics of those two diodes. The corresponding HAADF-STEM cross section images are shown in figures 6(a) and (b), respectively. The shape of the selectively regrown InAs is consistent with the observation made on

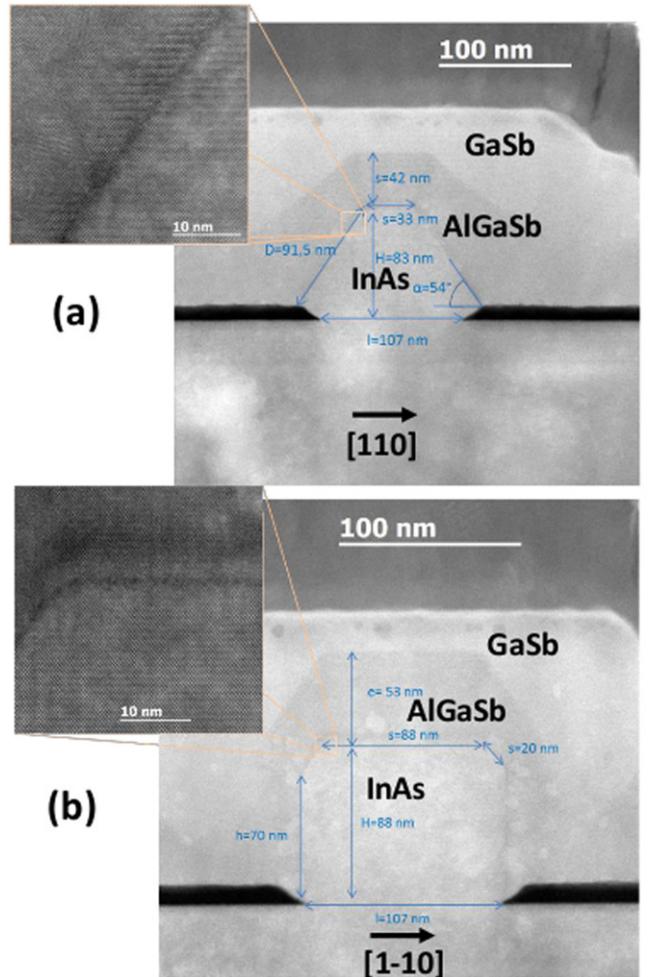


Figure 6. HAADF-STEM cross-section images of the [1–10] oriented $100 \text{ nm} \times 10 \mu\text{m}$ diode (a) and [110] oriented $100 \text{ nm} \times 10 \mu\text{m}$ diodes (b).

sample A. However, for the [1–10] oriented nanostructure, the narrower aperture (100 nm instead of 500 nm in figure 1) and the thinner InAs deposit on sample B lead to a different equilibrium shape with mainly (111)_A facets and a small (001) top surface. As AlGaSb is grown on the different facets of InAs, the interface between the two materials is slightly larger than the area of the SiO_2 aperture. From the HAADF-STEM cross section images, we can estimate that the interface area is about $2.7 \mu\text{m}^2$ for the [110] oriented device and about $2.2 \mu\text{m}^2$ for the [1–10] oriented one. The similar current at large positive bias indicates that the two devices exhibit equal thermionic current density. This means that the conduction band discontinuity between InAs and AlGaSb is constant, and the Al content in the AlGaSb layer is not much affected by the growth direction. On the other hand, the peak current density is strongly affected by the orientation of the device: whereas the [110] oriented device exhibits a negative differential resistance (NDR) for positive bias voltage with a peak current density of $620 \text{ kA} \cdot \text{cm}^{-2}$, the device oriented in the [1–10] direction with mainly (111)_A facets does not show any NDR. For comparison, the ratio between the current densities in the two directions is plotted in figure 5. A maximum ratio larger

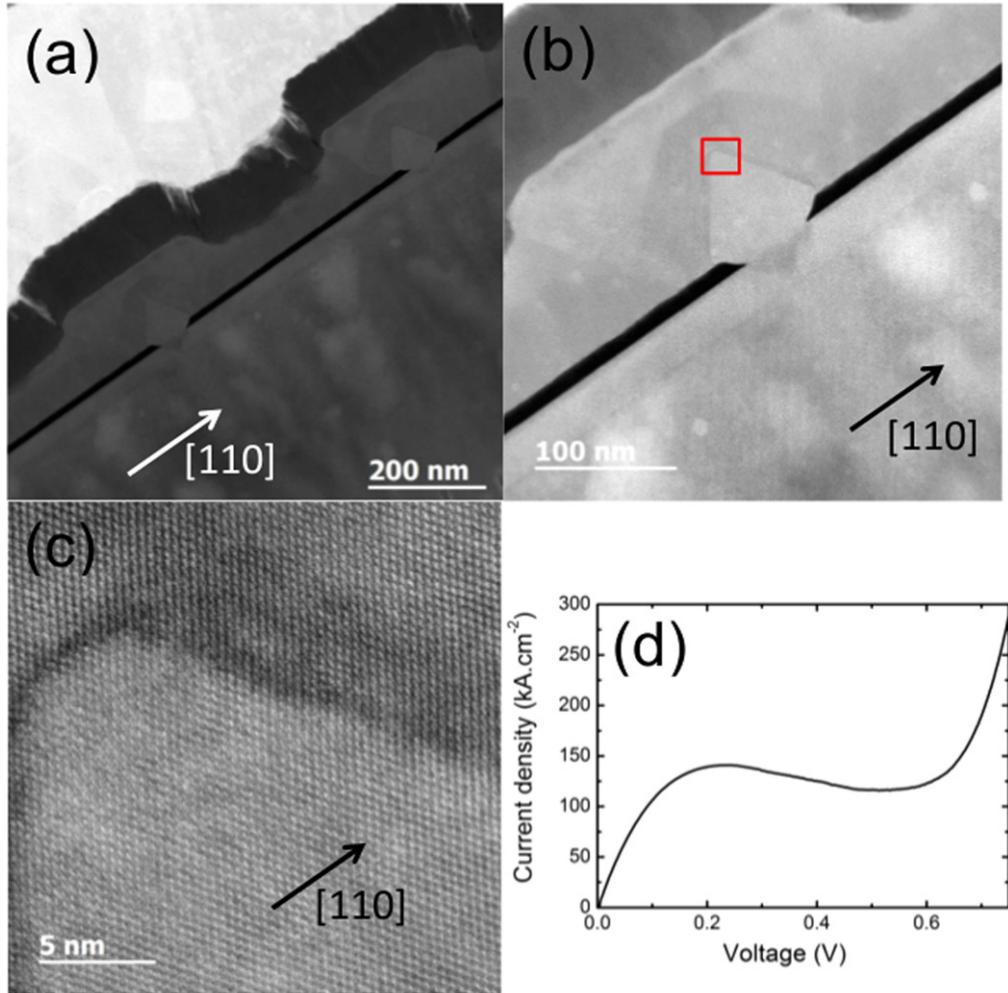


Figure 7. HAADF-STEM cross-section images of the diode grown inside two parallel [1–10] oriented $50\text{ nm} \times 2\text{ }\mu\text{m}$ SiO_2 apertures: enlarged view showing the two nanostructures in parallel (a), zoom on one of the two nanostructures (b), high magnification HAADF-STEM image of the top interface between regrown InAs and AlGaSb (red square in figure 7(b)) (c). Current voltage characteristic of the diode grown inside two parallel [1–10] oriented $50\text{ nm} \times 2\text{ }\mu\text{m}$ SiO_2 apertures (d).

than 4 is obtained at 0.2 V. Consequently, tunneling through the (001) and (1–10) interfaces seems to result in a larger current density than through the (111)_A interface.

The last device that has been studied is realized from a heterostructure grown inside two parallel $50\text{ nm} \times 2\text{ }\mu\text{m}$ SiO_2 apertures oriented in the [1–10] direction. The HAADF-STEM cross section image of the diode is displayed in figures 7(a), (b), and (c). The small width of the SiO_2 aperture leads to a triangular InAs nanostructure formed essentially by (111)_A facets. As can be seen on the HAADF-STEM image of figure 7(c), the top (001) interface is limited to a width of about 5 nm. The I-V curve of the diode (figure 7(d)) exhibits a peak current density of about $140\text{ kA}\cdot\text{cm}^{-2}$, considering the nominal SiO_2 aperture of $50\text{ nm} \times 4\text{ }\mu\text{m}$ as the device area or $44\text{ kA}\cdot\text{cm}^{-2}$ with the area evaluated from the HAADF-STEM cross-section.

tunneling interface and the composition of the AlGaSb alloy, which can affect the band line-up [9]. However, in the latter case, it would also change the PVCR, as the larger Al content in AlGaSb required to reduce the current density should also turn the device from an Esaki diode to a backward diode behavior. The origin of the reduced tunneling current is probably related to the different Si dopant incorporation on the different facets of the nanostructures during the MBE growth. Indeed, the nature of the dangling bonds exposed to the silicon flux during the growth can deeply affect the final doping profile, as has been demonstrated in the case of GaAs on several experiments [17–19]. For instance, it has been shown that Si incorporation on a (001) or (113)_B GaAs surface results in a much higher n-type doping than for an incorporation on a (113)_A surface for which p-type doping can also be achieved. In the case of InAs, very few if any studies have been reported concerning the influence of the surface orientation on the incorporation of Si, but different activation energies of dopant can reasonably be considered. As seen on the SEM images of figure 1, the growth of InAs nanostructures is slightly different along [110] and [1–10]

4. Discussion

The main parameters that can explain the peak current density reduction for small diodes are the doping profile at the

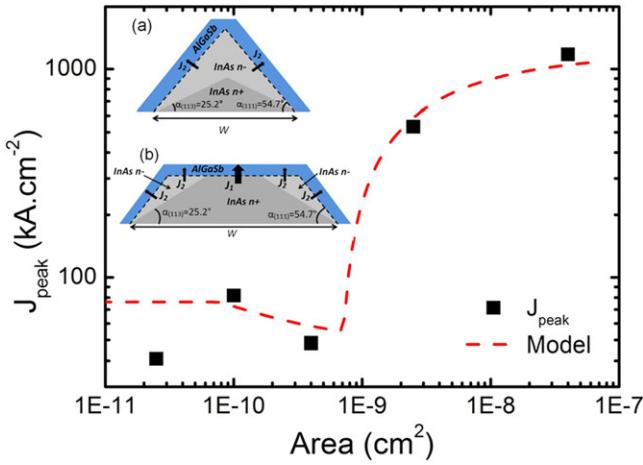


Figure 8. Mean peak current density measured on the square diodes versus the nominal SiO_2 aperture (black squares) and peak current density calculated from the model proposed in the inset and assuming $J_1 = 1.2 \text{ MA} \cdot \text{cm}^{-2}$ and $J_2 = 44 \text{ kA} \cdot \text{cm}^{-2}$. Inset: schematics of the cross-section doping profile along [110] in the heterostructure involved by the different incorporation of Si in the (113)_A and (001) planes: small width (a) and large width (b) of the SiO_2 aperture. J_1 is the tunneling current density considered between highly doped InAs and AlGaSb and J_2 the one between low doped InAs and AlGaSb.

directions. Along the former one, Si incorporates mainly on the (001) InAs surface during the growth, whereas incorporation occurs on (113)_A surfaces along the [110] direction where (111) limited nanostructures are formed. The low peak current density measured on the 50 nm-wide triangular nanostructure exhibiting (111) interfaces tends to show that the incorporation of Si should be much lower on (113)_A InAs surfaces. This effect is dominant for nanostructures, whereas it becomes insignificant when the area of the SiO_2 aperture is large. A scheme of the doping profile inside the selectively grown InAs, resulting from different Si dopant incorporation into the different exposed facets, is proposed in the inset of figure 8. Based on this profile and assuming that the different level of InAs n-type doping near the hetero-interface would result in a different peak current density, a basic calculation of the total peak current density is plotted in figure 8 (dashed line). In the model, a $44 \text{ kA} \cdot \text{cm}^{-2}$ current density through the low doped InAs/AlGaSb interface (value extracted from the double $50 \text{ nm} \times 2 \mu\text{m}$ device) and a $1.2 \text{ MA} \cdot \text{cm}^{-2}$ through the highly doped InAs/AlGasb interface (value extracted from the large $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ device) have been used to calculate the total peak current densities. The mean peak current densities of the square diodes extracted from figure 3 show good agreement with the proposed basic model.

5. Conclusions

Tunnel diodes based on the InAs/AlGaSb near broken gap system have been fabricated, using selective area molecular beam epitaxy. Typical Esaki diode characteristics have been obtained with a maximum peak current density larger than $1 \text{ MA} \cdot \text{cm}^{-2}$ for large area devices. For nano-devices, an increasing PVCR is observed as well as a reduced peak

current density. This phenomenon is attributed to the specific doping profile resulting from the different Si incorporation on (001) or (113)_A InAs facets formed during the growth of the nanostructures. The anisotropic faceting of selectively regrown InAs induces different tunneling current densities, depending on the orientation of the device with respect to the crystallographic directions. If this bottom-up approach of Esaki diodes realization requires a careful optimization of the complex doping profile, the passivated and plastic relaxation free low dimension devices that could be reached seem very promising for the development of band-to-band tunneling devices, including TFET applications.

Acknowledgments

We would like to thank Jean-François Lampin for fruitful discussion and Jean-Louis Codron and Christophe Coinon for technical assistance. This work is supported by the national research agency under the SAMBA project (contract No.: ANR-12-JS03-008-01), the French Technological Network Renatech, and the Région Nord-Pas-de-Calais.

References

- [1] Takaoka H, Chang C-A, Mendez E E, Chang L L and Esaki L 1983 *Physica B* **117** 741
- [2] Schulman J N and Chow D H 2000 *Electron. Device Lett.* **21** 353
- [3] Luo L F, Beresford R and Wang W I 1988 *Appl. Phys. Lett.* **53** 2320
- [4] Knoch J and Appenzeller J 2010 *Electron. Device Lett.* **31** 305
- [5] Zhou G et al 2012 *2012 IEEE Int. Electron Device Meeting (IEDM)* **32.6** 1–32.6.4
- [6] Borg M, Dick K A, Ganjipou B, Pistol M-E, Wernersson L E and Thelander C 2010 *Nano Lett.* **10** 4080
- [7] Dey A W, Svensson J, Ek M, Lind E, Thelander C and Wernersson L E 2013 *Nano Lett.* **13** 5919
- [8] Thelander C, Carroff P, Pissard S, Dey A W and Dick K A 2001 *Nano Lett.* **11** 2424
- [9] Pawlik D et al 2012 *2012 IEEE Int. Electron Device Meeting (IEDM)* 27.1.1–27.1.3
- [10] Iutzti R M and Fitzgerald E A 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 234503
- [11] Wang Y, Ruterana P, Desplanque L, El Kazzi S and Wallart X 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 023509
- [12] Wang Y, Ruterana P, Kret S, Chen J, El Kazzi S, Desplanque L and Wallart X 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 262110
- [13] Wang Y, Ruterana P, Chen J, Kret S, El Kazzi S, Genevois C, Desplanque L and Wallart X 2013 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **5** 9760
- [14] Wong P-S, Liang B, Molecke R, Tatebayashi J and Huffaker D L 2010 *Crystal Growth and Design* **10** 2509
- [15] Lee S C, Huffaker D L and Brueck S R J 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 023103
- [16] Romanczyk B, Thomas P, Pawlik D, Rommel S L, Loh W-Y, Wong M H, Majumdar K, Wang W-E and Kirsch P D 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 213504
- [17] Wang W I, Mendez E E, Kuan T S and Esaki L 1985 *Appl. Phys. Lett.* **47** 826
- [18] Bose S S, Lee B, Kim M H, Stillman G E and Wang W I 1988 *J. Appl. Phys.* **63** 743
- [19] Pfaendler S M-L, Atkinson P and Ritchie D A 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 212114

Selective area heteroepitaxy of GaSb on GaAs (001) for in-plane InAs nanowire achievement

M Fahed¹, L Desplanque¹, D Troadec¹, G Patriarche² and X Wallart¹

¹ Univ. Lille, CNRS, Centrale Lille, ISEN, Univ. Valenciennes, UMR 8520-IEMN, F-59000 Lille, France

² Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, Campus de Marcoussis, CNRS, Université Paris-Saclay, route de Nozay, F-91460 Marcoussis, France

E-mail: maria.fahed@ed.univ-lille1.fr

Received 10 June 2016, revised 22 September 2016

Accepted for publication 10 October 2016

Published 18 November 2016



Abstract

The growth of in-plane GaSb nanotemplates on a GaAs (001) substrate is demonstrated combining nanoscale patterning of the substrate and selective area heteroepitaxy. The selective growth of GaSb inside nano-stripe openings in a SiO₂ mask layer is achieved at low temperature thanks to the use of an atomic hydrogen flux during the molecular beam epitaxy. These growth conditions promote the spreading of GaSb inside the apertures and lattice mismatch accommodation via the formation of a regular array of misfit dislocations at the interface between GaSb and GaAs. We highlight the impact of the nano-stripe orientation as well as the role of the Sb/Ga flux ratio on the strain relaxation of GaSb along the [110] direction and on the nanowire length along the [1-10] one. Finally we demonstrate how these GaSb nanotemplates can be used as pedestals for subsequent growth of in-plane InAs nanowires.

Online supplementary data available from stacks.iop.org/NANO/27/505301/mmedia

Keywords: molecular beam epitaxy, selective area growth, atomic hydrogen, antimonides, InAs nanowire

(Some figures may appear in colour only in the online journal)

1. Introduction

The ‘6.1 Angstrom’ materials including antimony-based compound semiconductors and InAs are gaining more and more interest as their unique electron or hole properties and band offsets (from type-I to type III) are very attractive both for optoelectronics [1] and low power electronics including low effective mass MOSFET [2, 3] or heterojunction Tunnel FET [4]. For the integration of these materials on standard semiconductor substrates (GaAs, Si), the use of composition-graded buffers does not appear the most promising approach since it requires rather thick buffers (>1–2 μm) with a tiny composition control to be efficient. That is why, relying on the early demonstration of strain relaxation via the formation of 90° dislocation network at the interface in the case of the epitaxial growth of GaSb on GaAs for instance [5], the use of (Al)GaSb buffers is generally preferred.

However, the large lattice and thermal mismatches with GaAs together with antiphase domain formation on Si induce a large density of threading defects degrading the device characteristics. For instance, in the case of GaSb grown on GaAs, the 7.8% mismatch leads to a threading defect density in the order of 10⁸ cm⁻² [6, 7]. Indeed the epitaxial growth of GaSb on GaAs proceeds via a Volmer Weber mode with the formation of islands that are mainly relaxed via a regular 90° dislocation network confined at the interface between GaSb and the substrate [8]. If these individual islands can be free from threading defects [9], subsequent full relaxation of the islands together with their coalescence lead to a large roughness and to the generation of threading defects such as dislocations or stacking faults. The impact of the growth parameters on the nucleation of GaSb on GaAs has been extensively studied [10–13]. It has been shown that the growth temperature influences the type of dislocations

accommodating the mismatch. Whereas 90° dislocations with a compact core are promoted at low temperature, 60° misfit dislocations can be observed for a growth temperature higher than 530 °C. Moreover, it has been reported that a high Sb/Ga flux ratio leads to elongated GaSb islands in the [110] direction [14, 15].

On the other hand, driven by the continuous shrinking of the device size in order to increase the density of integration of transistors in microprocessors, the useful active area of semiconductor is now reduced to a few tenths of square nanometers per transistor. In this context, localized growth has been developed to control the position of the nanostructures as well as to reduce the impact of mismatch in thermal expansion coefficient, polarity or lattice constants. For instance, efficient devices based on InAs nanowires have been demonstrated on Si (111) substrates with a vertical growth mode either by a gold nucleated vapor liquid solid mechanism [16] or selective area epitaxy [17]. However bottom-up growth of nanowires has only proven to be efficient on (111)-oriented substrates. On (001)-oriented ones, selective area epitaxy typically proceeds inside SiO₂ nano-trenches, such as those used in the recent report of the successful growth of InP-based lasers on Si(001) thanks to aspect ratio trapping of threading defects [18]. A somewhat different and promising approach for the integration of III–V nanowire devices on Si(001) has made use of the selective III–V epitaxy inside a SiO₂ template and has been demonstrated for both in-plane [19] and vertical [20] geometries.

If some results have been demonstrated using metal organic chemical vapor deposition [21, 22] the selective area growth of high quality GaSb at low temperature (around 500 °C) involved in molecular beam epitaxy (MBE) is still a challenge. One way to improve the growth selectivity for some III–V materials at low temperature with respect to a SiO₂ or a Si₃N₄ film is the addition of an atomic hydrogen flux during the epitaxy as it has been demonstrated in the case of GaAs, GaInAs or InP [23, 24].

In this paper, we investigate the growth conditions for reaching selective area MBE of GaSb on (001) GaAs inside SiO₂ nano-stripes. We show that the use of an atomic hydrogen flux during the growth promotes selective epitaxy at low temperature where a few micron long high quality GaSb nano-ribbons can be obtained in both [110] and [1-10] orientations. Furthermore, we demonstrate that reducing the Sb/Ga flux ratio during growth leads to an improved GaSb relaxation along [110] and line continuity along [1-10]. We further demonstrate that these GaSb nano-ribbons can be used as nanotemplates for subsequent epitaxial growth of high structural quality in-plane InAs nanowires.

2. Methods

Epitaxial growth was performed by solid source MBE in a RIBER Compact 21 reactor equipped with As and Sb valved cracker cells. The As and Sb cracker temperature were set to 600 °C and 900 °C respectively so that the resulting flux is mainly composed of As₄ and Sb₂ species. As₄, Sb₂, Ga and In

Table 1. Growth conditions for the samples considered in this work.

Sample	Deposited thickness	Sb/Ga flux ratio	Atomic hydrogen	Growth temperature
Set 1				
A	20 nm of GaSb on 25 nm of GaAs	10	No	470 °C
B				510 °C
C				540 °C
Set 2				
D	65 nm	10	No	470 °C
E		20		
F		10		
G		5	Yes	
H		2		
I	10 nm of InAs on 65 nm of GaSb	2	Yes	470 °C

fluxes were calibrated using reflection high-energy electron diffraction (RHEED) specular beam intensity oscillations. In the following, the ratio between the group-V to group-III element fluxes are referred to Sb/Ga and As/In without any longer reference to As₄ and Sb₂. Atomic hydrogen was produced by molecular hydrogen dissociation in a RF plasma cell working at a RF power of 400 W with a 3 sccm hydrogen flow.

GaSb selective area heteroepitaxy was investigated on GaAs (001) substrates. A 30 nm thick SiO₂ layer was first deposited by plasma enhanced chemical vapor deposition and used as a mask for selective area growth. Electron beam lithography was used to get patterns of different sizes in the resist deposited on the oxide layer. The pattern consists of 100 nm wide stripe openings oriented either along [110] or [1-10]. By means of reactive ion etching, the SiO₂ layer was partially removed inside the patterns so that the remaining thin oxide layer protected the GaAs surface from damage and contamination during the solvent and oxygen plasma-cleaning step for resist removal. Just before the introduction of the sample under ultra-high vacuum, the patterns were fully opened via dilute HF chemical etching. Finally, the thickness of the mask is about 10 nm [25, 26].

Table 1 summarizes the growth conditions for the different samples considered in this work. In all sets of experiments GaSb is deposited at a growth rate of 0.1 monolayer (ML) · s⁻¹. For each growth run, both a patterned GaAs(001) sample and a bare one (2D growth) are In soldered on the same sample holder to allow RHEED observations. For the samples of set 1, the pattern consists in 4 μm long stripe openings. The GaAs native oxide layer was removed by thermal annealing at 620 °C under an As flux in the MBE chamber, inducing some surface roughness as evidenced by the observation of a ‘spotty’ (2 × 4) RHEED pattern on the

bare GaAs sample. Therefore, in order to smooth the GaAs starting surface, prior to GaSb growth, we deposited 25 nm GaAs at 590 °C and 0.1 ML s⁻¹. During GaSb subsequent growth, the Sb/Ga flux ratio was 10. For the other samples, the GaAs native oxide layer was removed by a moderate thermal annealing at 450 °C under combined atomic hydrogen and Sb fluxes in the MBE chamber. This results in a smooth surface without any further GaAs deposition, as attested by a streaky (2 × 4) RHEED pattern on the bare GaAs surface. These observations are confirmed by AFM measurements, leading to RMS roughness values of 3 and 0.3 nm for thermal and hydrogen assisted GaAs substrate deoxidization, respectively (see figure S1 in supplementary data). More, they agree with previous ones demonstrating smooth surface morphology upon atomic hydrogen cleaning of GaAs (001) surfaces [27]. For sample I, we used the same growth conditions than for sample H for the GaSb part, followed by the epitaxy of 10 nm InAs at a growth rate of 0.2 ML s⁻¹ with an As/In flux ratio of 5 and a constant sample temperature (470 °C). These conditions ensure good growth selectivity with respect to the SiO₂ mask [25].

After the epitaxial growth, scanning electron microscopy (SEM), atomic force microscopy (AFM), scanning transmission electron microscopy coupled with focused ion beam preparation, as well as x-ray diffraction (XRD) and extended STEM analysis were carried out to analyze the morphological and structural properties of the layers. The STEM studies were performed on a Titan Themis 200 (FEI) microscope equipped with a spherical aberration corrector on the probe and the EDX analysis system super X (0.7 sr solid angle of collection). The accelerative voltage was 200 kV. The (half) convergence angle of the probe was 17.6 mrad and the probe current 85 pA. The half-angles of collection for the annular dark field detector were respectively 69 mrad (inner) and 200 mrad (outer). The XRD measurements were performed on samples E and H using a Panalytical X'Pert system. In order to improve the sensitivity for XRD measurements, special dense patterns were fabricated, consisting in 10 μm long, 100 nm wide and 200 nm spaced stripe openings oriented either along [110] or [1-10] inside a (3 × 3) mm² square. These patterns were In soldered on the sample holder together with the patterned GaAs (001) and the 2D samples. Two types of XRD measurements were carried out, in the (004) reflexion using an analyser in front of the detector and in the (220) grazing incidence geometry (GIXD), without analyzer. The (004) ω -2θ spectrum allowed the determination of the lattice parameter in the [001] growth direction, whereas the (220) spectra gave a direct measurement of the in plane [110] and [1-10] ones. Assuming then pure GaSb growth leads to the calculation of GaSb relaxation along the different directions.

3. Results

Figures 1(a)–(f) show the SEM images of the nanostructures oriented along [110] and [1-10] for samples A, B, and C, varying the GaSb growth temperature (T_g) between 470 °C

and 540 °C. The first noticeable evolution is related to the growth selectivity, which is achieved at 540 °C but not at all for lower temperatures. Figure 1 also reveals strong changes in the nanostructure continuity and shapes. As expected, the stripe filling increases with decreasing T_g but at each temperature, [1-10]-oriented stripes are filled by a higher density of smaller nanostructures than the [110] ones. Anyway, whatever T_g , the stripe filling remains incomplete, resulting in disrupted lines. Regarding the nanostructure shapes, figure 1 clearly evidences the preferential GaSb nanostructure elongation along the [110] direction. In order to determine the mean length and height of the GaSb nanostructures, AFM measurements have been performed and the results are gathered in table 2. For [110]-oriented apertures, the average length does not evolve significantly whereas the mean height indeed increases with higher T_g . In the case of [1-10] stripes, higher T_g leads to larger height and length. However, this larger length does not improve the stripe filling since it goes together with a reduced nanostructure density along the stripes. Figure 1 clearly evidences that a complete filling of the stripes requires a rather low T_g and an increased deposited thickness. Figures 2(a) and (b) show the SEM images of sample D, for which 65 nm GaSb have been deposited at 470 °C. Polycrystalline GaSb covers almost all the mask, but an upsurge of GaSb nanostructure length inside the stripes can be noticed. GaSb deposition in the [110]-oriented stripes leads now to complete lines whereas for [1-10] stripes, the GaSb nanostructure average length increases to 1.5 μm.

As it has been shown in the case of the selective area growth of GaAs [23], we tried to enhance the selectivity at 470 °C using an atomic hydrogen flux during GaSb growth (sample F). The SEM images (figures 2(c) and (d)) clearly confirm this improvement. Furthermore, atomic hydrogen does not seem to alter the GaSb nanostructure morphology since, along the [110] direction, the formation of continuous GaSb lines is maintained whereas along the [1-10] one, the GaSb nanostructure average length remains around 1.3 μm.

At a fixed growth temperature of 470 °C and using atomic hydrogen during growth, we have then investigated the influence of the Sb/Ga flux ratio on the GaSb nanostructure formation, varying this ratio between 2 and 20. To highlight this effect, in the following, we present the results concerning mainly samples E (Sb/Ga = 20) and H (Sb/Ga = 2) corresponding to the 2 extreme cases. SEM images in figures 3(a) and (c) reveal that along the [110] direction, no major difference can be detected and both ratios lead to continuous lines. However, along [1-10], figures 3(b) and (d) indicate that a low Sb/Ga flux ratio (2) leads to larger segments. This is confirmed by the values of the nanostructure average length, which are 300 nm and 2 μm for the high and low Sb/Ga flux ratio, respectively. This trend has been observed for the other values of the Sb/Ga flux ratio considered in this work. Figure 4 depicts the variation of the clipping density and nanostructure mean length inside the apertures directed along the [1-10] direction when varying the Sb/Ga flux ratio. A large increase (decrease) of the clipping density (mean length) is observed when the Sb/Ga flux ratio

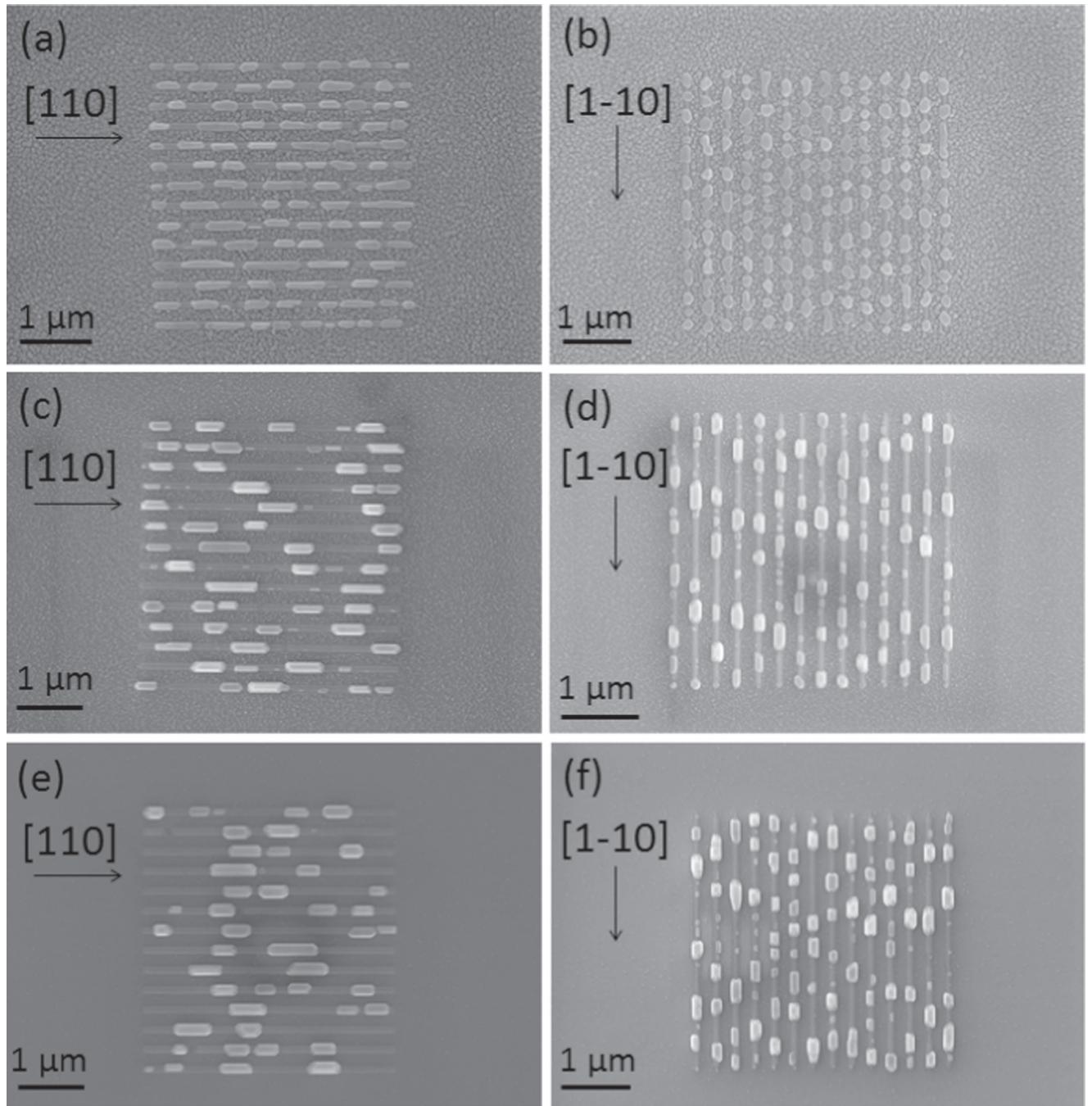


Figure 1. SEM images recorded after the growth of 20 nm GaSb on 25 nm GaAs without atomic H for apertures directed along [110] and [1-10] when varying the GaSb growth temperature: 470 °C (sample A, (a) and (b)), 510 °C (sample B, (c) and (d)) and 540 °C (sample C, (e) and (f)).

Table 2. The average length (l) and height (h) of GaSb-nanostructures inside the patterns oriented along the [110] and [1-10] directions for samples A, B, and C.

Samples	Stripe direction			
	[110]		[1-10]	
	l (nm)	h (nm)	l (nm)	h (nm)
A	453	35	158	40
B	455	86	187	76
C	463	104	214	88

is varied from 2 to 10, preceding a smoother evolution when the Sb/Ga flux ratio is further raised to 20.

The FIB-STEM images of these samples are shown in figures 5(a)–(c). For [110]-oriented stripes (figures 5(a) and (b)), no major shape difference can be detected varying the Sb/Ga flux ratio. The cross section mainly exhibits lateral (111)B facets and a (001) facet at the top. Figure 5(c) presents the FIB-STEM image for stripes along [1-10] and the low Sb/Ga flux ratio value. The cross section exhibits a rectangular shape with lateral (110) facets, small (111)A ones at the top

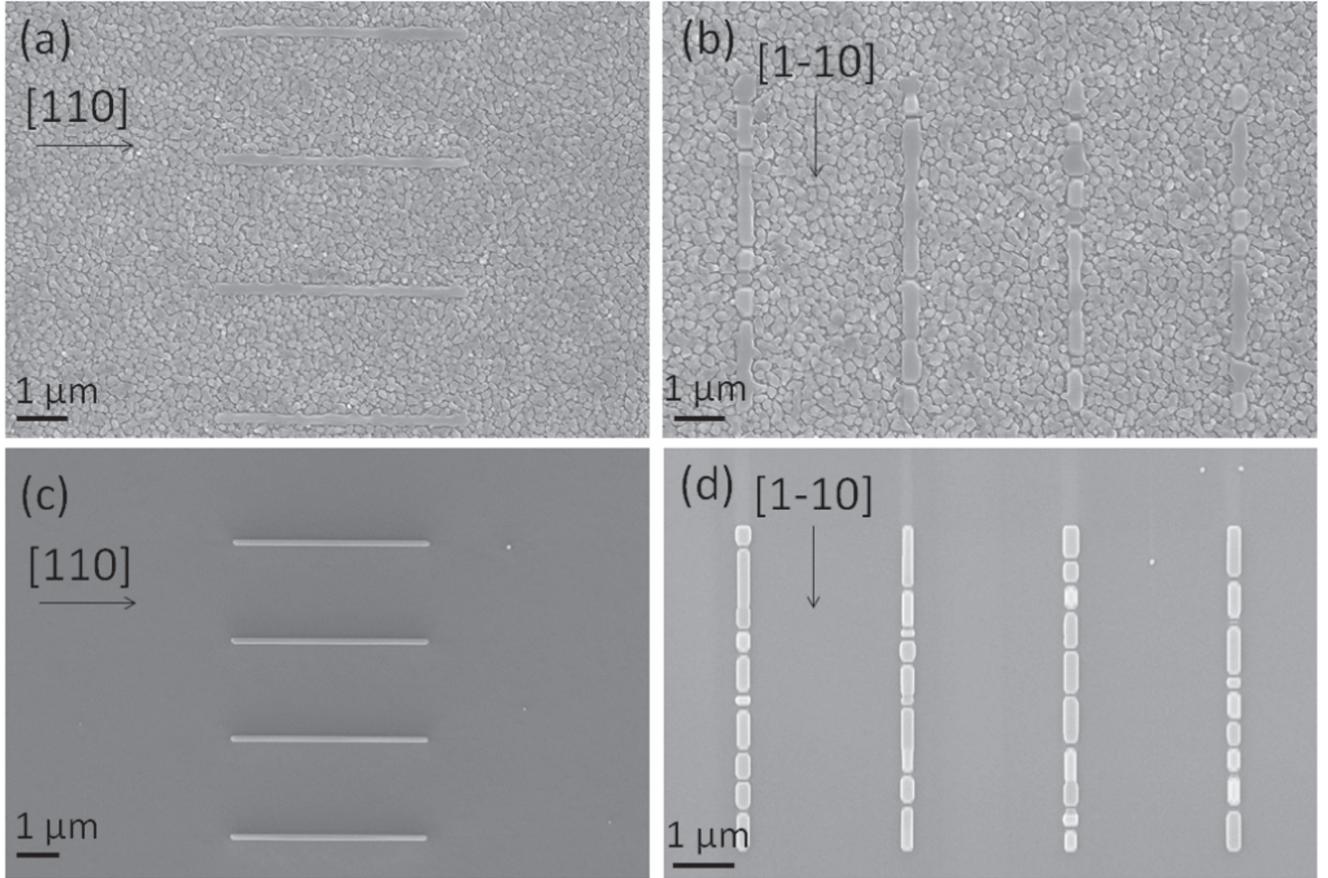


Figure 2. SEM images recorded after 65 nm GaSb growth at 470 °C in apertures directed along [1-10] and [110]: without atomic H (sample D (a) and (b)) and with atomic H (sample F (c) and (d)).

corners and a (001) on top. The high number of clippings of the stripes grown with a high Sb/Ga flux ratio prevents FIB-STEM observation in this case.

XRD measurements have been carried out to characterize more precisely the GaSb relaxation within the stripes for samples E and H. For each sample, (004) ω -2 θ (figure 6(a)) and (220) GIXD spectra (figure 6(b)) are acquired to determine the epilayer lattice parameter in the 3 main crystallographic directions. Table 3 summarizes the calculated GaSb lattice relaxation from these measurements and compares them with those deduced on a bare GaAs substrate (2D growth). The calculated relaxation values in the [001] direction, deduced from the measurements along the [110] and [1-10] ones using GaSb elastic coefficients are listed in the last line in table 3. The agreement between these calculated values and the measured ones in the (004) ω -2 θ geometry confirms the overall consistency of our analysis. When varying the Sb/Ga flux ratio, no major change in GaSb lattice relaxation is observed for the 2D growth (97%) and for the apertures directed along [1-10] (99%). However, for the apertures directed along [110], the GaSb lattice relaxation decreases with increasing Sb/Ga flux ratio. From the GIXD measurements, it appears that this relaxation reduction could be mainly attributed to a relaxation decrease along the [110] direction from 94.2% (Sb/Ga = 2) to 90.7% (Sb/Ga = 20).

For the growth conditions allowing the formation of almost continuous GaSb lines in both [110] and [1-10] directions, i.e. for Sb/Ga = 2, we finally grew sample I (table 1), consisting of 10 nm InAs deposited on top of 65 nm GaSb. Figure 7 presents the STEM images for [110]-oriented stripes, revealing the high structural quality of the GaSb nanostructure and of the GaSb/InAs interface (figure 7(b)). The HAADF image in figure 7(c) shows that relaxation occurs mainly through a regular array of Lomer dislocations at the interface. The ε_{xx} (along [100]) and ε_{yy} (along [1-10]) images (figures 7(d) and (e)) deduced from GPA analysis evidence that the lattice relaxation is uniform both along the growth direction and in the growth plane. More they highlight the dislocation cores and allow measuring the distance between the dislocations which amounts around 5.7 nm, a bit higher than the theoretical value of 5.5 nm for full relaxation of GaSb on GaAs. However, the above-mentioned value (5.7 nm) cannot be considered as a significant average since it has been obtained with only a few dislocations and therefore suffers from uncertainty, at least ± 0.1 nm. Similar results have been obtained for [1-10]-oriented stripes (see supplementary data, figure S2).

HAADF images and EDX analysis are displayed in figures 8 and 9, normal and along the [110] stripes respectively. The case of [1-10] stripes is depicted in the supplementary data (figures S3 and S4). Figure 9(a) without

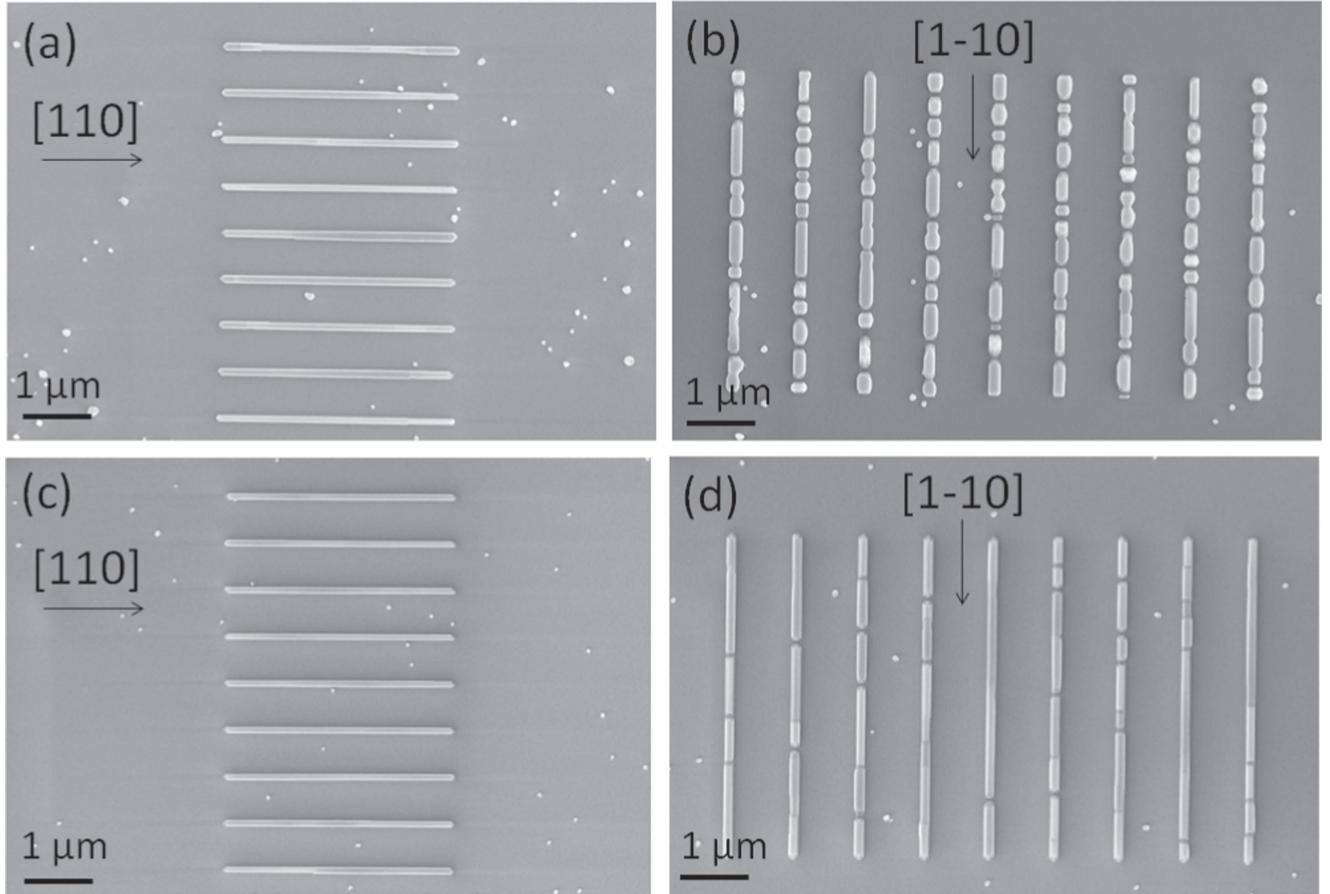


Figure 3. SEM images recorded after 65 nm GaSb growth at 470 °C in apertures directed along [1-10] and [110] varying the Sb/Ga flux ratio. Sb/Ga = 20 (Sample E, (a) and (b)) and Sb/Ga = 2 (Sample H, (c) and (d)).

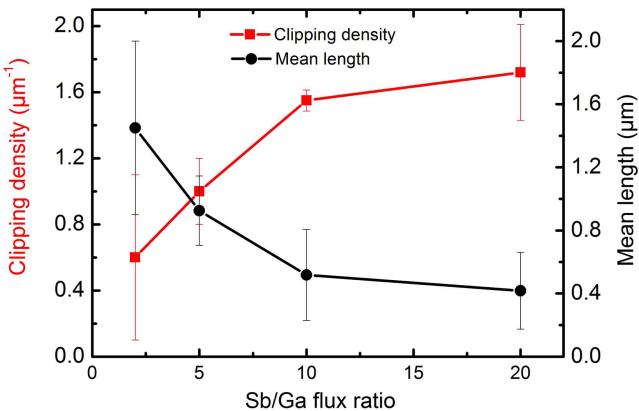


Figure 4. Variations of the clipping density and nanostructure mean length versus Sb/Ga flux ratio after the growth of 65 nm GaSb at 470 °C with atomic H inside stripes oriented along [1-10] directions (samples E, F, G, and H).

noticeable defect confirms the high structural quality of the InAs/GaSb nanostructures. In figure 9(f), Lomer dislocations are easily observed with a typical spacing of 5.7 nm demonstrating the same strain relaxation mechanism normal and along the stripe. Due to a slight misalignment between the TEM slab and the stripe orientation in the case of [1-10]

stripes, high resolution STEM images are blurred by the presence of the SiO₂ from the mask and do not allow clearly imaging the Lomer dislocations in this case (supplementary data, figure S4). Except these dislocations and some defects coming from FIB-STEM preparation (See supplementary data, figures S5 and S6), any other kind of defects such as twins or stacking faults have not been observed in the transverse cross-section of the nanostructures and only very few ($<1 \mu\text{m}^{-1}$) in the longitudinal cross-section, unlike what can be obtained when the growth occurs along the (111) direction [28].

The other striking feature is that InAs growth occurs mainly on top of GaSb with only minor In deposition on the (111)B facets for the [110]-oriented stripes. Examining the EDX images in more details, for both directions, Sb and Ga are detected in the upper InAs part with decreasing concentrations from the GaSb/InAs interface to the top. Quantitatively, this amounts to roughly 15% Sb and 20% Ga in InAs, as evidenced by the concentration profile recorded along the growth direction through the nanostructure for [1-10]-oriented stripes (supplementary data, figure S3(a)). Figure 8 also reveals the oxidization of the nanostructure facets, which is more pronounced on the GaSb lower part than on the InAs upper part.

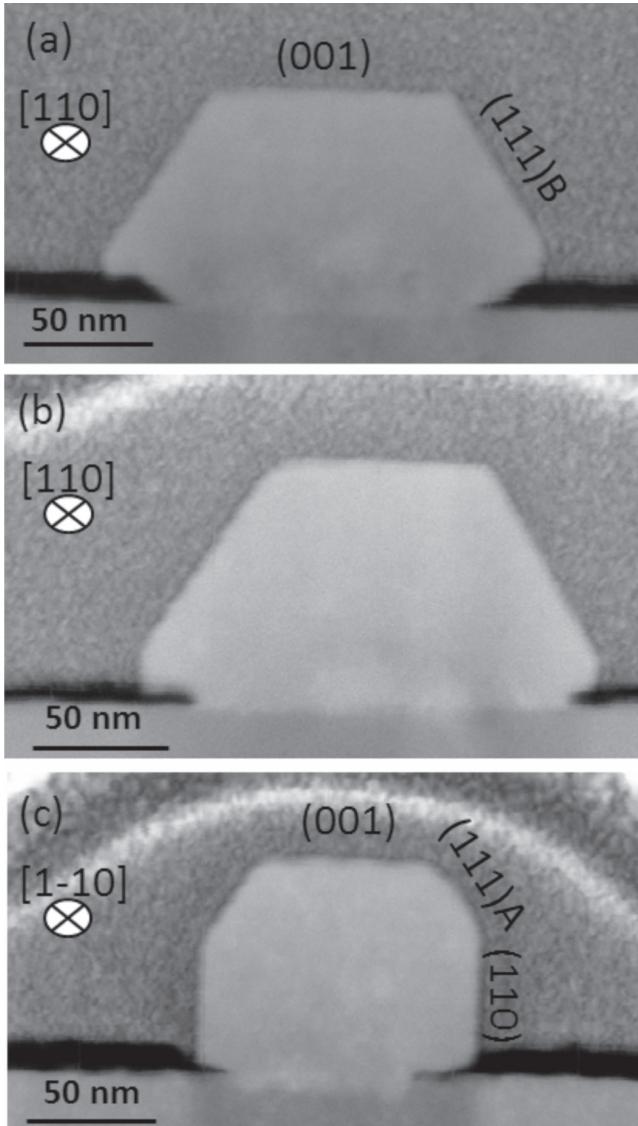


Figure 5. FIB-STEM (a)–(c) images recorded after 65 nm GaSb growth at 470 °C with atomic H in apertures directed along [1-10] and [110] varying the Sb/Ga flux ratio. Sb/Ga = 20 (sample E, (a)), Sb/Ga = 2 (sample H, (b), (c)).

4. Discussion

4.1. Effect of the growth temperature

The above results pave the way for growing high structural quality strain free InAs nanowires selectively on a GaAs substrate, thanks to GaSb nanotemplates. To start with, a rather low T_g during GaSb growth is required to promote filling of the openings. A too high T_g favors Ga adatom diffusion and, together with the large lattice mismatch between GaSb and GaAs, leads to the formation of 3D nanostructures. An interesting point is that this nanostructure formation depends on the opening orientation with a strong preferential elongation along the [110] direction. This evidences anisotropic Ga adatom diffusion as already noticed during GaSb growth on bare GaAs substrates [14, 15] with the formation of [110] elongated islands under Sb-rich conditions. Larger Ga

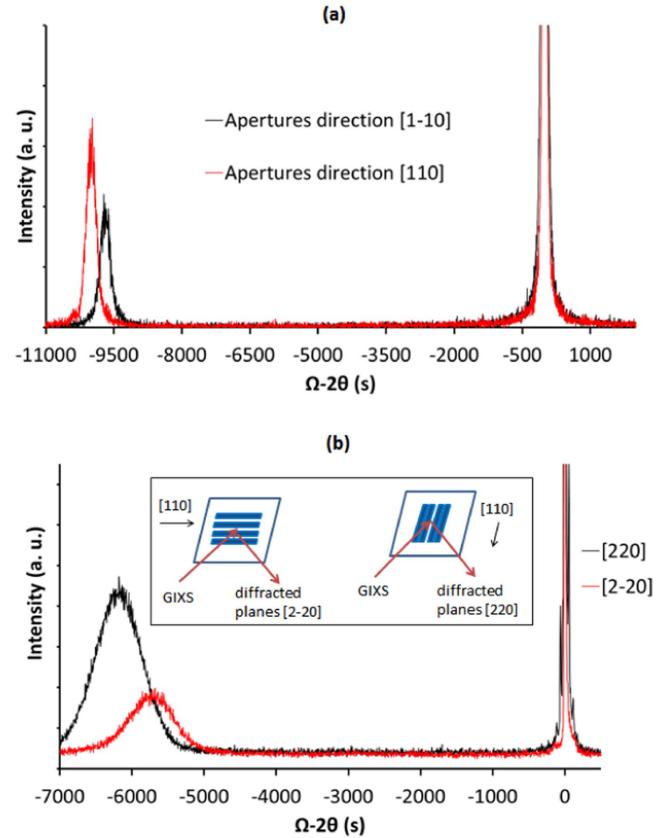


Figure 6. Typical XRD ω - 2θ scans for 65 nm of GaSb deposited at 470 °C with atomic H and a Sb/Ga flux ratio of 20 (sample E). (004) ω - 2θ spectra for apertures directed along [110] and [1-10] (a); GIXS (220) spectra for apertures directed along [110] (b). The inset in figure (b) represents the stripes positions with respect to the x-rays.

Table 3. GaSb lattice relaxation (R) on GaAs(001) substrate.

Sb/Ga flux ratio R along (004) for 2D growth $\pm 0.1\%$	20		2	
	97%		97%	
	Stripes directions			
Relaxation	[110]	[1-10]	[110]	[1-10]
R along (004) $\pm 0.1\%$	95%	99%	97%	98.5%
R along (1-10) $\pm 0.5\%$	99.3%	98.9%	99.5%	98.2%
R along (110) $\pm 0.5\%$	90.7%	99.4%	94.2%	98.6%
Calculated R along (004) from the (220) and (2-20) measurements $\pm 0.5\%$	95.0%	99.2%	96.9%	98.8%

diffusion length results from increasing T_g and leads to higher nanostructures in both directions, but only affects the island length for openings along [1-10] since the nanostructure length along [110] is already large at low T_g . Regarding the samples from set 1 (figure 1) for which a 25 nm thick GaAs deposition has been performed prior to GaSb growth, we cannot exclude some influence of GaAs faceting on the formation of the GaSb nanostructures. Indeed, after GaAs deposition (111) and (100) facets are formed in the [110] stripes whereas mainly (113) facets appear in the [1-10] ones.

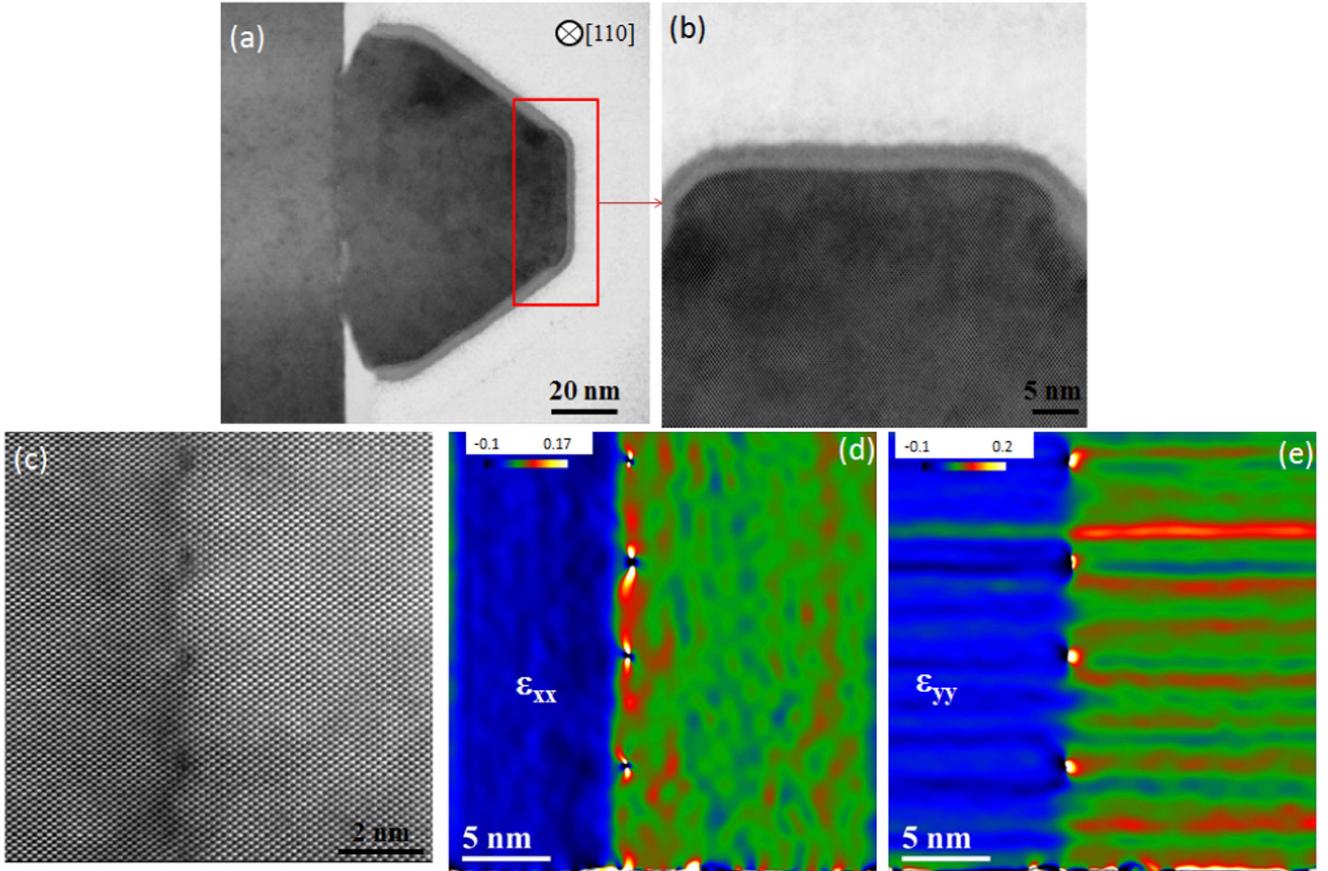


Figure 7. STEM images recorded after atomic hydrogen assisted MBE growth of 65 nm GaSb with Sb/Ga = 2 followed by 10 nm InAs at 470 °C in apertures directed along [110]. Bright field (BF) STEM images of the nanostructure cross-section (a) and of the InAs/GaSb interface (b), high resolution HAADF STEM image of the GaSb/GaAs interface (c) and determination of ε_{xx} along the [100] growth direction (d) and ε_{yy} along the [1-10] in-plane direction (e) through GPA analysis of figure 7(c).

However, it has been reported that the (001) facet exhibits the smallest Ga adatom diffusion length among low-index ones [29]. Therefore the formation of the (001) GaAs facet cannot account for the preferential elongation along the [110] direction for [110] stripes. More, this elongation is still observed for samples from set 2 (figures 2 and 3) without GaAs predeposition, which tends to indicate that this latter has little influence on the final nanostructure morphology.

4.2. Role of atomic hydrogen on growth selectivity

Regarding the role of atomic hydrogen on the selectivity (figure 2), Sugaya *et al* have proposed a mechanism based on the enhanced Ga and As desorption from the SiO₂ surface due to the formation of Ga and As hydrides [23]. In the same way, Kuroda *et al* [24] have shown that the dominant factor in the selective growth mechanism is not Ga atom migration from the masked regions to the growing regions, but Ga atom desorption from the mask surface. In our case, the atomic hydrogen assisted desorption may also occur in the form of Ga hydrides since the bond strength of Ga–H (66 kcal mol⁻¹) is larger than that of Ga–Sb (46.23 kcal mol⁻¹) [30]. Therefore, on the mask surface, the Ga atoms tend to bind with atomic hydrogen rather than with Sb atoms, impeding the formation of polycrystalline GaSb on the mask surface. This

in turn may imply that for atomic hydrogen assisted growth of GaSb on a bare GaAs surface, hydride formation should occur and result in a lower thickness than the nominal one. Indeed, Kobayashi *et al* have reported that atomic hydrogen reacts with Ga atoms and removes them from the GaAs surface annealed at a temperature higher than 850 °C [31]. In order to check this effect, we have measured the GaSb thickness after the growth on a bare GaAs surface in the conditions of samples D and F using the full width at half maximum of the GaSb peak on the (004) ω -2θ XRD spectrum [32]. We do not find any noticeable difference between both samples, which means that there is no significant effect of the atomic hydrogen on the GaSb nanocrystals growth on GaAs. As reported by Bachrach *et al*, investigating the interaction between atomic hydrogen and (001) GaAs surfaces, the formation of Ga hydrides is restricted to the top surface layer and cannot be ascribed to an etching mechanism [33]. The improved selectivity noticed with atomic hydrogen is therefore not due to an increase of the Ga adatom diffusion length on the mask surface towards the stripes but to a shortening of the species residence time on the SiO₂ surface due to the easy hydride formation. This in turn implies that the observed growth morphology is almost independent on the stripe density since a very small amount of material diffuse from the

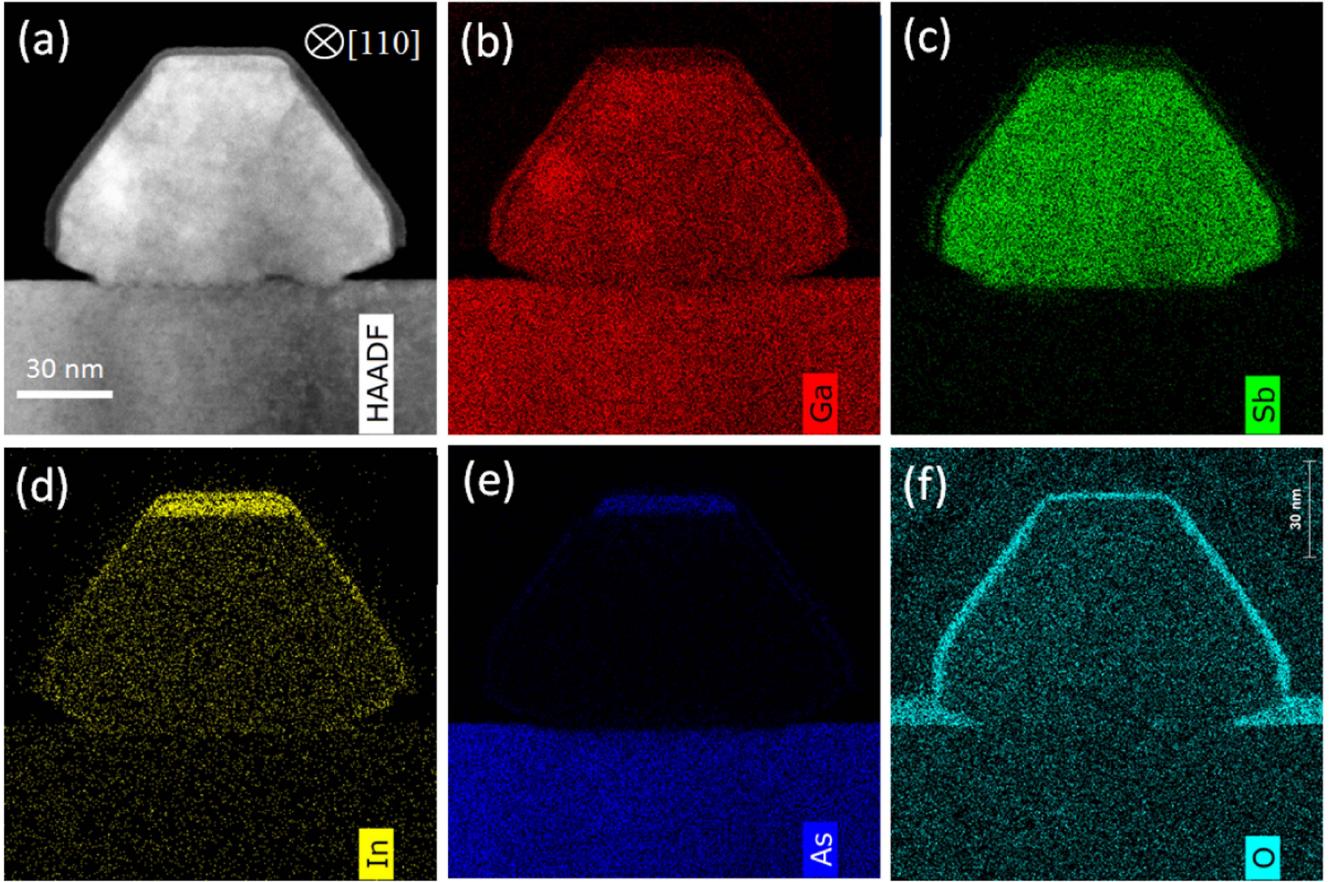


Figure 8. HAADF STEM image (a) and EDX analysis (b)–(f) of the cross-section of an InAs/GaSb nano-heterostructure grown by atomic hydrogen assisted MBE at 470 °C in apertures directed along [110] (65 nm GaSb with Sb/Ga = 2 followed by 10 nm InAs). The scale for the EDX images is represented on the HAADF one.

mask inside the stripes. This is confirmed by the SEM images in figures 1 and 2 where no diffusion related area could be distinguished around the stripes.

4.3. Influence of the Sb/Ga flux ratio

Figure 3 shows that the stripe morphology is influenced by the Sb/Ga flux ratio and that a low Sb/Ga ratio promotes GaSb nanostructure coalescence inside [1-10]-oriented stripes, the [110] ones being far less sensitive. This behavior can be first interpreted by the enhancement of the Ga adatom diffusion length along [1-10] when decreasing the Sb/Ga flux ratio, leading to larger nanostructures. However, a close examination of figure 3(b) shows that the nanostructures inside the [1-10] lines are very close to each other, which is different from the situation depicted in figures 1(b), (d), (f). This makes the interpretation in terms of diffusion length only not completely convincing. An other piece of answer can then be brought by the FIB-STEM cross section images in figures 5(a) and (b), which clearly indicate a strong tendency to the formation of (111)B facets, probably related to their lower surface energy with respect to the other ones. Indeed, for GaAs [34], InAs [35] and InP [36], previous calculations have demonstrated the strong decrease of the (111)B surface energy with increasing group-V element flux. We are not

aware of such calculations for GaSb but we assume the same trend holds. Then for [1-10]-oriented stripes and a high Sb/Ga ratio, (111)B facets have a low surface energy and are easily formed normal to the line, promoting the formation of rather small nanostructures. The high clipping density observed along [1-10] stripes could then be attributed to the easy formation of (111)B facets, which are Sb-terminated and may exhibit Sb–Sb bond [37] formation impeding Ga adatom incorporation and leading to a low growth rate [38]. On the contrary, for low Sb/Ga flux ratio values, the formation of Sb–Sb bonds is almost suppressed, the (111)B surface energy and accordingly its growth rate increase, resulting in a larger spreading of the nanostructure.

4.4. Nanostructure strain relaxation

The main result from the XRD results in table 3 is that the strain relaxation is larger along the stripe direction for [1-10] oriented stripes than for [110] oriented ones. This difference originates in the weak relaxation along the [110] direction. For the high Sb/Ga value, considering the small size of GaSb nanostructures within the [1-10] stripes, the effect of elastic strain relaxation at the nanostructure surface in addition to the plastic one arising from misfit dislocations at the interface with the substrate might be considered. However, at low Sb/Ga

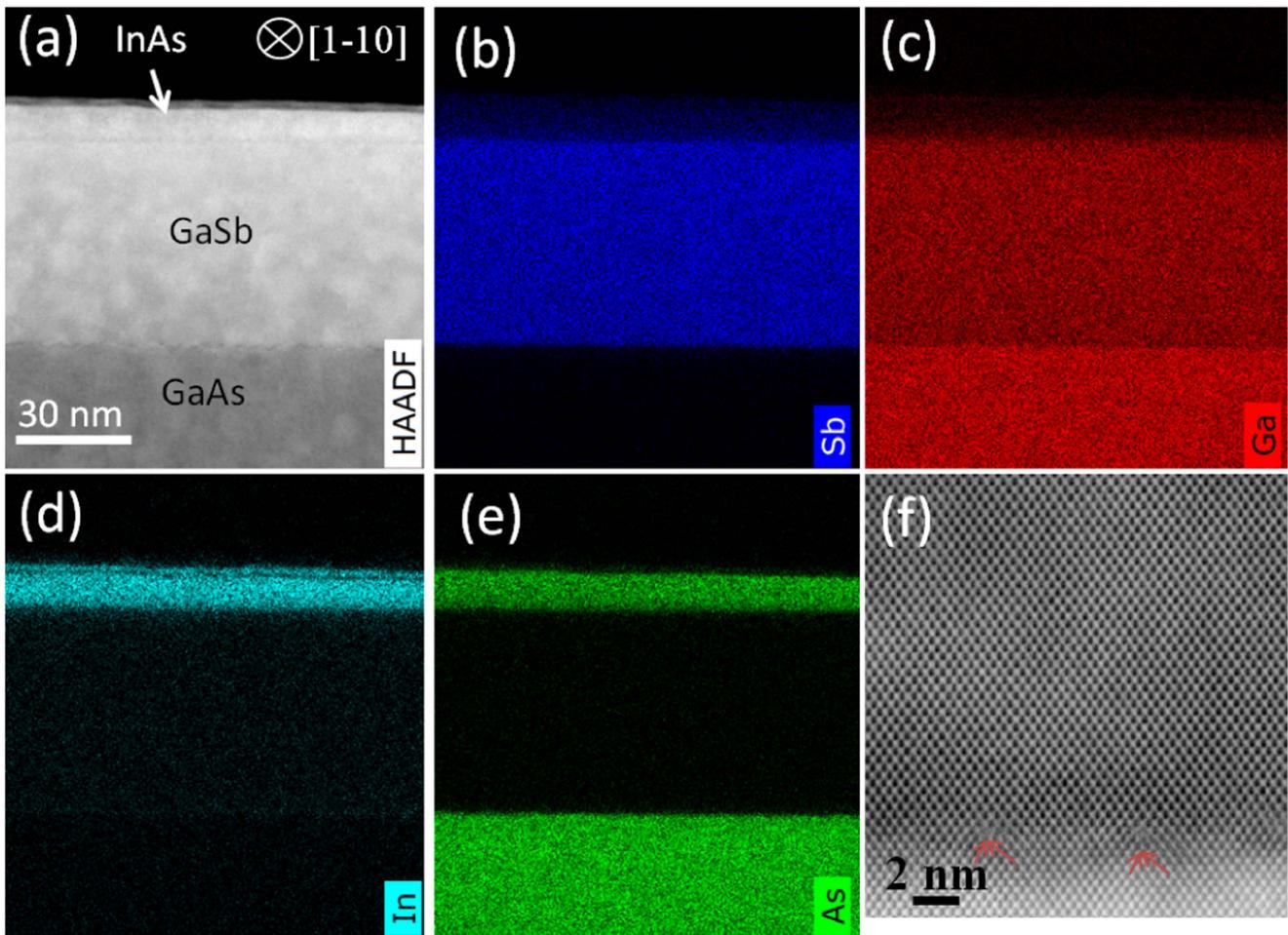


Figure 9. HAADF STEM image (a) and EDX analysis (b)–(e) recorded along an InAs/GaSb nano-heterostructure grown by atomic hydrogen assisted MBE at 470 °C in apertures directed along [110] (65 nm GaSb with Sb/Ga = 2 followed by 10 nm InAs). The scale for the EDX images is represented on the HAADF one. High resolution bright field STEM image of the nanostructure (f) with Lomer dislocations marked by red arrows.

Ga value, the [1-10] lines become more continuous without any significant degradation of the relaxation. More, along the [110] direction, the relaxation is improved when decreasing the Sb/Ga ratio although the lines remain continuous. Therefore, elastic effects occurring on the nanostructure facets cannot account for the observed behavior. It then turns out that GaSb plastic relaxation is anisotropic, being easier along the [1-10] direction than along the [110] one. Although we do not observe any significant dislocation spacing difference from TEM images, due to uncertainty, our x-ray results are in agreement with previous reports on 2D growth based on XRD analysis using synchrotron radiation and showing that the dislocation spacing is larger for the dislocation array in the [110] direction. This is due to the energy difference between [1-10] and [110] dislocations related to different dislocation cores [32]. More, this different core nature can account for the behavior upon reducing the Sb/Ga flux ratio. Indeed, following Abrahams *et al* [39], the core of [110] Lomer dislocations (which relax the strain of [1-10] stripes) has a missing Ga atom whereas the core of the [1-10] Lomer dislocations (which relax the [110] stripes) has a missing Sb atom. Therefore, we can infer that reducing the Sb flux

promotes the formation of [1-10] dislocations and improves the relaxation along the [110] direction.

4.5. Towards InAs in-plane nanowires

Finally, from the whole set of results, it turns out that the epitaxy of continuous and well relaxed GaSb lines inside both [1-10] and [110] stripes is favored at relatively low growth temperature, under atomic hydrogen and with a reduced Sb/Ga flux ratio. Using these optimized growth conditions, we have successfully grown InAs nanowires on the top (001) facet of GaSb, as shown in figures 8 and 9. TEM images clearly demonstrate the high crystal quality of InAs without any misfit dislocation at the GaSb/InAs interface (figure 7(b)). This can be compared with recent reports on the growth of dislocation-free GaSb/InAs core–shell nanowires [40, 41]. High crystalline interface quality was achieved in these cases too but the heterostructures still suffer from polytypism with the presence of both zinc blende and wurtzite segments in the nanowires, which is not at all the case in our work. As evidenced by EDX data some intermixing occurs in the InAs top layer. Sb segregation is a well-known

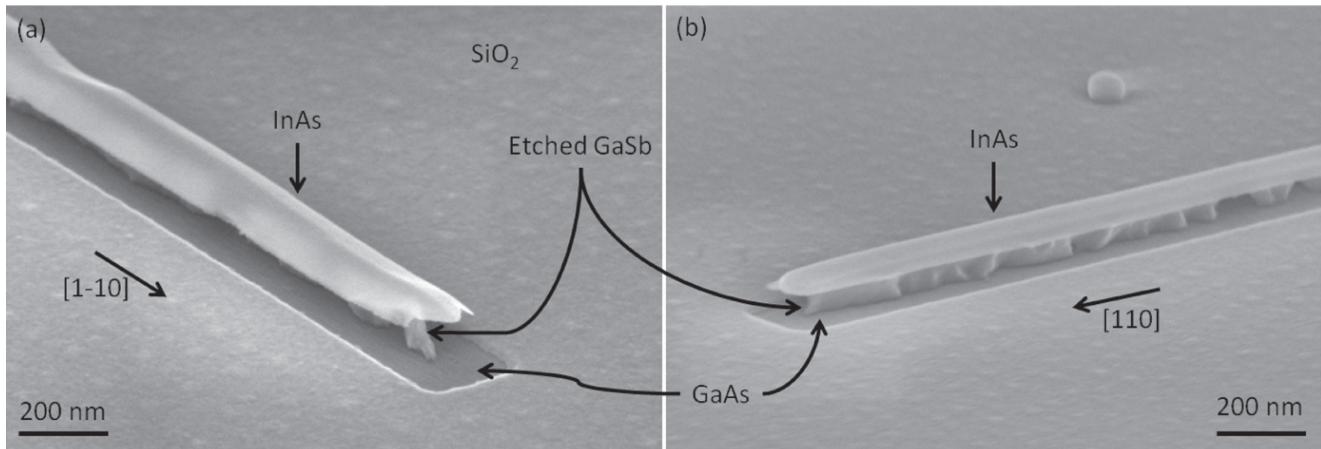


Figure 10. Freestanding InAs nanowire obtained after GaSb wet selective etching of an InAs/GaSb nano-heterostructure grown along [1-10] (a) and [110] (b).

phenomenon [42], probably enhanced in our growth conditions using a relatively low growth rate. Ga segregation/interdiffusion in InAs is less expected and further work is needed to clarify this point. This may be related to the desorption of some residual Ga and Sb atoms from the mask. In this case, a growth interruption after GaSb selective epitaxy should allow this desorption to occur before InAs growth. Nevertheless, only a very small amount of InAs is deposited on the side (111) and (110) GaSb facets. One first basic reason for this is purely geometric since the mean molecular flux is different for each facet of the nanostructure due to the angle between the crucibles and the rotating sample (about 40°). An other piece of explanation could be the passivation of (111)B facets by As trimmers at high As/In ratio impeding the growth on these facets for [110] oriented lines [43]. However, these arguments are probably not sufficient to explain the observed thickness difference between the facets, which may also involves some surface energy minimization. Anyway, this clearly demonstrates that the present approach can be used to grow InAs nanowires with typical dimensions far smaller than the lithographically defined ones. More, in spite of the intermixing discussed above, selective etching of GaSb versus InAs using dilute ammonia-based solution (10%) remains efficient and allows releasing InAs nanowires as illustrated in figure 10 showing a GaSb/InAs nanostructure after ammonia etching and just before complete lift-off of InAs.

5. Conclusion

We have shown that the morphology and strain relaxation of GaSb nanostructures selectively grown inside 100 nm wide stripes by MBE on a GaAs substrate can be influenced by the growth temperature, the presence of atomic hydrogen during the growth, and the Sb/Ga flux ratio. A rather low growth temperature (470 °C) improves the GaSb nanocrystal morphology at the expense of growth selectivity. At the same growth temperature, this latter is further improved by the use

of an atomic hydrogen flux, which preserves the nanostructure morphology. More, we show that a reduced Sb/Ga flux ratio enhances the GaSb relaxation within the stripes, leading to nearly perfectly relaxed material. In these optimized conditions, TEM observations confirm the high structural quality of the grown GaSb nanostructures. We then use them for further growth of a 10 nm thick InAs layer. High resolution EDX analysis demonstrates that InAs mainly grows on top of GaSb, forming an InAs nanowire that can be released after selective wet chemical etching of GaSb. This demonstration is very promising for the integration of in-plane GaSb or InAs nanowires on GaAs or Si substrate for the next generation of gate all-around transistors working at low supply voltage.

Acknowledgments

The authors would like to acknowledge financial support from the national research agency under the SAMBA (contract No.: ANR-12-JS03-008-01) and MOSInAs (contract No.: ANR-13-NANO-0001-projects, the TEMPOS project (reference ANR -10- EQPX -50) obtained in the framework of the ‘Future Investments’ program, the French Technological Network Renatech, and the Région Nord-Pas-de-Calais.

References

- [1] Cerutti L, Rodriguez J B and Tournie E 2010 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **22** 553–5
- [2] Ko H et al 2010 *Nature* **468** 286–9
- [3] Nishi K, Yokoyama M, Yokoyama H, Hoshi T, Sugiyama H, Takenaka M and Takagi S 2015 *Symp. on VLSI Technology (VLSI Technology)* pp T174–5
- [4] Zhou G et al 2012 *IEEE Int. Electron Device Meeting (IEDM)* pp 1–32
- [5] Bourret A and Fuoss P H 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 1034
- [6] Qian W, Skowronski M and Kaspi R 1997 *J. Electrochem. Soc.* **144** 1430–4

- [7] Craig A P, Carrington P J, Liu H and Marshall A R J 2016 *J. Cryst. Growth* **435** 56
- [8] Qian W, Skowronski M, Kaspi R, De Graef M and Dravid V P 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 7268
- [9] Huang S, Balakrishnan G and Huffaker D L 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 103104
- [10] Huang S, Balakrishnan G, Khoshakhlagh A, Jallipalli A, Dawson L R and Huffaker D L 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 131911
- [11] Wang T and Forchel A 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 2591
- [12] Tan K H, Jia B W, Loke W K, Wicaksono S and Yoon S F 2015 *J. Cryst. Growth* **427** 80–6
- [13] Kang J M, Nouaoura M, Lassabatère L and Rocher A 1994 *J. Cryst. Growth* **143** 115–23
- [14] Jiang C and Sakaki H 2006 *Physica E* **32** 17–20
- [15] Jiang C, Kawazu T, Kobayashi S and Sakaki H 2007 *J. Cryst. Growth* **301–302** 828
- [16] Johansson S, Memisevic E, Wernersson L E and Lind E 2014 *IEEE Electron Device Lett.* **35** 518
- [17] Tomioka K and Fukui T 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 083114
- [18] Wang Z, Tian B, Pantouvaki M, Guo W, Absil P, Van Campenhout J, Merckling C and Van Thourhout D 2015 *Nat. Photon.* **9** 837
- [19] Schmid H, Borg M, Moselund K, Gignac L, Breslin C M, Bruley J, Cutaia D and Riel H 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 233101
- [20] Borg M, Schmid H, Moselund K E, Signorello G, Gignac L, Bruley J, Breslin C, Kanungo P D, Werner P and Riel H 2014 *Nano Lett.* **14** 1914
- [21] Yi S S, Hansen D M, Inoki C K, Harris D L, Kuan T S and Kuech T F 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 842
- [22] Kim J H, Seong T Y, Mason N J and Walker P J 1998 *J. Electron. Mater.* **27** 466–71
- [23] Sugaya T, Okada Y and Kawabe M 1992 *Japan. J. Appl. Phys.* **31** L713–6
- [24] Kuroda N, Sugou S, Sasaki T and Kitamura M 1993 *Japan. J. Appl. Phys.* **32** L1627–30
- [25] Desplanque L, Fahed M, Han X, Chinni V K, Troadec D, Chauvat M P, Ruterana P and Wallart X 2014 *Nanotechnology* **25** 465302
- [26] Fahed M, Desplanque L, Coinon C, Troadec D and Wallart X 2015 *Nanotechnology* **26** 295301
- [27] Khatiri A, Ripalda J M, Krzyzewski T J, Bell G R, McConvile C F and Jones T S 2004 *Surf. Sci.* **548** L1
- [28] Sladek K, Haas F, Heidelmann M, Park D, Barthel J, Dorn F, Weirich T E, Grützmacher D and Hardtdegen H 2013 *J. Cryst. Growth* **370** 141
- [29] Ohtsuka M 1999 *J. Cryst. Growth* **205** 112
- [30] Lide D R 2004 *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (Boca Raton, FL: CRC Press)
- [31] Kobayashi R, Fujii K and Hasegawa F 1991 *Japan. J. Appl. Phys.* **30** L1447–9
- [32] Babkevich A Y, Cowley R A, Mason N J, Weller S and Stunault A 2002 *J. Phys. Condens. Matter* **14** 13505
- [33] Bachrach R Z and Bringans R D 1983 *J. Vac. Sci. Technol. B* **1** 142–5
- [34] Moll N, Kley A, Pehlke E and Scheffler M 1996 *Phys. Rev. B* **54** 8844–55
- [35] Moll N, Scheffler M and Pehlke E 1998 *Phys. Rev. B* **58** 4566–71
- [36] Liu Q K K, Moll N, Scheffler M and Pehlke E 1999 *Phys. Rev. B* **60** 17008–15
- [37] Paulus B, Fulde P and Stoll H 1996 *Phys. Rev. B* **54** 2556–60
- [38] El Kazzi S, Desplanque L, Wallart X, Wang Y and Ruterana P 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 123506
- [39] Abrahams M S and Buiochi C J 1966 *J. Appl. Phys.* **37** 1973
- [40] Rieger T, Grützmacher D and Lepsa M I 2015 *Nanoscale* **7** 356
- [41] Ji X, Yang X, Du W, Pan H, Luo S, Ji H, Xu H Q and Yang T 2016 *Nanotechnology* **27** 275601
- [42] Wallart X, Godey S, Douvry Y and Desplanque L 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 123119
- [43] Tomioka K, Mohan P, Noborisaka J, Hara S, Motohisa J and Fukui T 2007 *J. Cryst. Growth* **298** 644